

**Test des Barshay-Temmer-Isospintheorems
in der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, \text{d}){}^4\text{He}$
bei niedrigen Energien und Isospinverletzung**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
des Fachbereiches Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

Heinrich Paffe
aus Hallenberg

Marburg/Lahn 1976

Druck: Mauersberger, Marburg

**Test des Barshay-Temmer-Isospintheorems
in der Reaktion $^3\text{H}(^3\text{He}, d)^4\text{He}$
bei niedrigen Energien und Isospinverletzung**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung der Doktorwürde
des Fachbereiches Physik
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

Heinrich Paffe
aus Hallenberg

Marburg/Lahn 1976

Druck: Mauersberger, Marburg



Vom Fachbereich Physik der Philipps-Universität
Marburg (Lahn) als

Dissertation angenommen am: 10. Februar 1976

Tag der mündlichen Prüfung: 11. Februar 1976

Referenten: Prof. Dr. A. Richter (TH Darmstadt)
Prof. Dr. R. Stock

Zusammenfassung

Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He},\text{d}){}^4\text{He}$ wurden im Einschüßenergiebereich zwischen 4.25 und 9.85 MeV in Schritten von 0.5 MeV unter Verwendung eines radioaktiven AlTi-Tritiumfestkörpertargets gemessen. Sperrschicht-zählerteleskope und dE-E-Technik dienten zur Identifizierung der Reaktionsprodukte. Die relativen Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte sind bis auf wenige Ausnahmen kleiner als 2%. Alle gemessenen Winkelverteilungen sind unsymmetrisch um $\Theta_{\text{CM}} = 90^\circ$. Dieses Verhalten steht im Widerspruch zur Aussage des Isospintheorems von Barshay und Temmer.

Die beobachteten Asymmetrien von maximal 15% werden mit denen aus Untersuchungen der Reaktion ${}^3\text{H} + {}^3\text{He} \rightleftharpoons {}^4\text{He} + \text{d}$ bei anderen Energien verglichen. Dabei zeigt sich, daß die Asymmetrien energieabhängig sind. Diese Energieabhängigkeit weist auf eine Isospinverletzung hin, die durch die Mischung von T=0- und T=1 - Zuständen im ${}^6\text{Li}$ -Compoundkern verursacht sein könnte. Ein einfaches Modell, welches diese Mischung berücksichtigt, bestätigt diese Annahme für relativ niedrige Energien im ${}^3\text{He} - {}^3\text{H}$ - Schwerpunktsystem, während bei höheren Energien Einflüsse eines direkten Reaktionsmechanismus, der im Rahmen der DWBA behandelt wird, nicht auszuschließen sind.

Inhaltsverzeichnis

Seite

ZUSAMMENFASSUNG

I.	<u>EINLEITUNG</u>	1
II.	<u>BARSHAY-TEMMER THEOREM UND REAKTION ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, \text{d}) {}^4\text{He}$</u>	
1.	Theorem und Isospinverletzung	4
2.	Winkelverteilung und Interferenz	8
III.	<u>EXPERIMENT</u>	
1.	Experimenteller Aufbau	10
1.1	Targets	10
1.2	Strahlführung und Streukammer	11
2.	Mögliche Reaktionen und Reaktionskanäle	14
3.	Nachweis der Reaktionsteilchen	15
4.	Versuchsdurchführung	21
IV.	<u>ERGEBNISSE</u>	
1.	Winkel- und Asymmetrieverteilungen	24
2.	Legendrepolynomanpassung der Winkelverteilungen	28
3.	Anregungsfunktionen und Maximale Asymmetrie	32
V.	<u>MODELLE FÜR DIE REAKTION ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \rightleftharpoons {}^4\text{He} + \text{d}$</u>	
1.	DWBA-Beschreibung der Reaktion	37
1.1	DWBA-Modell in "Zero-Rande"-Näherung	37
1.2	DWBA-Analyse	40
2.	Isospinmischung über Zwischenzustände im Compoundkern ${}^6\text{Li}$	51
2.1	Modell für die Mischung von zwei Übergängen über Zwischenzustände verschiedenen Isospins	52

2.2	Modell mit Beteiligung mehrerer T=0-Übergänge	57
2.3	Zusätzliche Interferenzübergänge über Zwischenzustände gleichen Isospins	61
2.3.1	Winkelverteilungen unterhalb $E(^3\text{He}) \leq 1.5 \text{ MeV}$	61
2.3.2	Winkelverteilungen oberhalb $E(^3\text{He}) \geq 1.5 \text{ MeV}$	63

VI.	<u>ZUSAMMENFASSUNG DER ERGEBNISSE</u>	73
-----	---------------------------------------	----

	<u>ANHANG</u>	75
--	---------------	----

LITERATURVERZEICHNIS

I. Einleitung

Das Barshay-Temmer-Isospintheorem sagt für Kernreaktionen, bei denen Reaktionsprodukte beteiligt sind, die zum gleichen Isospinmultiplett gehören und bei denen der Isospin eindeutig ist und erhalten bleibt, um 90° im Schwerpunktsystem symmetrische Winkelverteilungen voraus. Die Suche nach Asymmetrien in den Winkelverteilungen stellt dann einen geeigneten Test für die Isospinerhaltung dar. Dieser Test ist in letzter Zeit an einigen Isospinmultipletts ($A = 6, 7, 11$ und 13) durchgeführt worden (Oe 73, Fo 69, Yo 71, Vo 75, Oe 69, Ge 74, Ga 75). In allen diesen Untersuchungen wurden zum Teil erhebliche Verletzungen gefunden, die in den als isospinverletzend bekannten Coulombkräften begründet sein können. Es ist letztlich das Ziel derartiger Experimente, die Einflüsse der Coulombkräfte von den eventuell auftretenden ladungsabhängigen Kernkräften mit Hilfe der in solchen Experimenten gefundenen Asymmetrien zu separieren.

Aus ersten Untersuchungen des Masse-3-Isospinmultipletts ($^3\text{He}, ^3\text{H}$) in der Reaktion $^3\text{He}(^3\text{H}, d)^4\text{He}$ bei sehr niedrigen Einschußenergien ergab sich keine Verletzung der Reaktionssymmetrie (Kü 63, Ki 70), d.h. die Winkelverteilungen waren symmetrisch. Genauere Untersuchungen (Qu 72, No 73) bei vergleichbaren Energien zeigen geringe Abweichungen (2%) von der Symmetrie. Die bisher vorliegenden Winkelverteilungen der Reaktion und die daraus bestimmten Vorwärts-Rückwärts-Asymmetrien ergeben bis zu 3 MeV Einschußenergie ein geschlossenes Bild: während unterhalb 1 MeV die gemessenen Asymmetrien (kleiner als 3%) am Rande der Meßgenauigkeit liegen, steigen sie in der Gegend von 2.75 MeV bis auf ca. 28% (Kl 72, Wa 72). Ergebnisse aus der Umkehrreaktion mit $^4\text{He} + d$ im Eingangskanal (Gr 70, Ri 70b, Gr 72, Ba 74, Ed 73) bei höheren Energien zeigen kleinere Asymmetrien (5 bis 10%). Die Informationen über die Reaktionsasymmetrien für Schwerpunktsenergien über 1.5 MeV sind jedoch unvoll-

kommen, da nur einzelne Winkelverteilungen zwischen 40° und 140° , nicht aber bei 0° und 180° , wo stärkere Abweichungen zu erwarten sind, gemessen wurden.

So stellte sich die Aufgabe, Winkelverteilungen der Reaktion $^3\text{H}(^3\text{He}, d)^4\text{He}$ in dem anschließenden Energiebereich zwischen 3 und 10 MeV Einschußenergie, den der für die Experimente verwendete Marburger 5 MV-van de Graaff-Beschleuniger zugänglich macht, zu messen. Um Aufschluß über eventuelle Asymmetrien und ihre Energieveränderlichkeit zu bekommen, mußten die Messungen mit der höchst möglichen Präzision, d.h. mit nur kleinem systematischen Fehler und kleinen statistischen Fehlern (1 bis 2%) der Einzelmeßpunkte, durchgeführt werden. Die beim Experiment möglicherweise auftretenden instrumentellen Asymmetrien, und die daraus ableitbaren systematischen Fehler sind in der mit dieser Arbeit eng verbundenen Diplomarbeit (Ru 73) analysiert.

Das Studium der Energieabhängigkeit der Winkelverteilungen und der Asymmetrien ist wichtig zum Verständnis der Isospinverletzung, und ist eng mit dem vorliegenden Reaktionsmechanismus verbunden. Ein direkter Reaktionsmechanismus läßt ein nur schwach mit der Energie veränderliches Verhalten des differentiellen und des totalen Wirkungsquerschnittes, sowie der Anregungsfunktion der Asymmetrie erwarten. Bei höheren Energien dominiert dieser Mechanismus in der Reaktion. Ein i.a. bei niedrigen Energien zugrunde liegender Compoundkernmechanismus sollte Einflüsse der Kernstruktur des hochangeregten Compoundkerns ^6Li in den Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen sichtbar werden lassen. Übergänge über Resonanzzustände mit definiertem Drehimpuls J sollten die Form der Winkelverteilungen bestimmen, sowie Mischungen von überlappenden Zuständen verschiedenen Isospins asymmetrische Beiträge zu den Winkelverteilungen ergeben. Anregungsfunktionen der Wirkungsquerschnitte und der Asymmetrie sind in diesem Fall als stark energieabhängig zu erwarten.

Nach Erläuterung der Symmetriebeziehungen im Bezug auf die zu untersuchende Reaktion und Betrachtungen über die dort möglichen Isospinverletzungen (Kap. II) wird das Meßproblem und dessen Durchführung beschrieben (Kap. III). Die Ergebnisse werden in Kapitel IV dargestellt und in Kapitel V anhand eines direkten Reaktionsmodells und eines Compoundkernreaktionsmodells analysiert.

II. Barshay-Temmer-Theorem und Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, \text{d}) {}^4\text{He}$

II.1 Theorem und Isospinverletzung

Eine Symmetriebeziehung für Zweikörper-Kernreaktionen ist das Barshay-Temmer-Theorem (Ba 64, Pe 61). Es basiert auf der Annahme der Erhaltung des Isospins.

Betrachtet seien Kernreaktionen des Typs



wobei c und c' Kerne der gleichen Nukleonenzahl A sind. Die Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion ist symmetrisch um 90° im Schwerpunktsystem (CM-System), wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

1. Die Kerne c und c' sind Mitglieder des selben Isospinmultipletts.
2. Die Kanalisospinparität $\pi_T = (-1)^T$ im Kanal $a + b$ ist eindeutig, d.h. entweder gerade oder ungerade. Diese Bedingung ist äquivalent dazu, daß entweder T_a oder $T_b = 0$, $T_a = T_b = 0$ oder $T_{za}, T_{zb} > 0$ oder < 0 mit $T = |T_Z|$.
3. Die Isospinparität π_T bleibt in der Reaktion erhalten.

Damit gilt für die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen (2.1)

$$d\sigma_c(\theta)/d\Omega = d\sigma_c(\pi-\theta)/d\Omega \quad (2.2)$$

für das Reaktionsprodukt c und

$$d\sigma_{c'}(\theta)/d\Omega = d\sigma_{c'}(\pi-\theta)/d\Omega \quad (2.3)$$

für das komplementäre Teilchen c' . Obige Formulierung des Isospintheorems (Ri 70a) erlaubt eine Überprüfung der Vor-

aussetzungen 1, 2 und 3 unmittelbar durch Messung der Winkelverteilungen einer Reaktion des in (2.1) angegebenen Typs. Unter Annahme der Zeitumkehrinvarianz des Systems gilt die Symmetriebeziehung ebenfalls für die Umkehrreaktion. Bei der Untersuchung der Abweichungen von der Reaktionssymmetrie ist es wichtig, die Verknüpfung von Reaktion und Umkehrreaktion, beziehungsweise Vertauschung von Projektil- und Targetkern beim Vergleich der verschiedenen Reaktionswege zu beachten.

Mit Hilfe der kinematischen Beziehung

$$d\sigma_c(\theta)d\Omega = d\sigma_{c'}(\pi-\theta)/d\Omega \quad (2.4)$$

gilt zusammen mit (2.3)

$$(d\sigma_c(\theta)/d\Omega)/(d\sigma_{c'}(\theta)/d\Omega) = 1. \quad (2.5)$$

Für die Umkehrreaktion $c + c' \rightarrow a + b$ folgt mit (2.4) entsprechend

$$(d\sigma_a(\theta)/d\Omega)/(d\sigma_b(\theta)/d\Omega) = 1. \quad (2.6)$$

Um die Abweichungen von der geforderten Symmetrie um $\theta_{CM}=90^\circ$ quantitativ zu fassen, wird die Asymmetrie $W(\theta)$ folgendermaßen definiert:

$$W_c(\theta) = [\sigma_c(\theta) - \sigma_{c'}(\theta)] / [\sigma_c(\theta) + \sigma_{c'}(\theta)]. \quad (2.7)$$

Daraus ergibt sich unmittelbar

$$W_c(\theta) = -W_{c'}(\theta). \quad (2.8)$$

Bei Gültigkeit des Barshay-Temmer-Theorems muß trivialerweise $W_c(\theta) \equiv 0$ sein. Das Vorzeichen der Asymmetriefunktion $W_c(\theta)$ oder $W_{c'}(\theta)$ ist nach Konvention (Ro 71) so gewählt, daß $T_{zc} > T_{zc'}$ (mit $t_z = 1/2$ für Neutronen) und die Massen

$m_a > m_b$ sind. Unter Berücksichtigung dieser Phasenkonvention ergibt sich für die Umkehrreaktion

$$c + c' \longrightarrow a + b \quad (2.9)$$

bei Messung der Winkelverteilung des Teilchen b die Asymmetriefunktion

$$W_b(\theta) = [\sigma_b(\pi-\theta) - \sigma_b(\theta)] / [\sigma_b(\theta) + \sigma_b(\pi-\theta)] \quad (2.10)$$

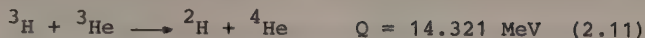
mit $W_c(\theta) = W_b(\theta)$. In der untersuchten Reaktion entspricht das Deuteron dem Teilchen b gemäß der Vorzeichenkonvention. Für den Vergleich der Wirkungsquerschnitte in beiden Reaktionsrichtungen ist das detaillierte Gleichgewicht zu berücksichtigen.

Für die Messung von Wirkungsquerschnitten von Reaktionen obiger Symmetrie mit polarisierten Teilchen oder für die Messung der Polarisationsstärke gelten ähnliche Beziehungen (Ro 71, Si 71).

Zur dritten Bedingung des Barshay-Temmer-Theorems ist zu sagen, daß der Isospin im Bezug auf die starke Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße ist. Die Verletzung der Symmetrie von Reaktionen obigen Typs hat ihre Ursache vor allem in der jedoch viel schwächeren elektromagnetischen Wechselwirkung (Coulombwechselwirkung).

Die Verletzungen des Theorem lassen sich in anderer äquivalenter Formulierung auf die eventuell vorhandenen Isospinunreinheiten der Kerne a , b , c und c' einerseits und auf die Isospinmischung im Wechselwirkungsoperator andererseits zurückführen. Im Experiment sind beide Ursachen der Verletzung nur sehr schwer voneinander zu trennen, obwohl die Untersuchung der Energieabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten dabei durchaus hilfreich sein kann.

Die hier untersuchte Reaktion



ist vom Barshay-Temmer Typ. Die Bedingung der eindeutigen Kanalisospinparität ist trivialerweise erfüllt, da ${}^2\text{H}$ und ${}^4\text{He}$ im Grundzustand den Isospin $T = 0$ haben; und die Erhaltung der Kanalisospinparität im Reaktionsmechanismus ($\Delta T = 0$) fordert, daß die Isospins von ${}^3\text{He}$ und ${}^3\text{H}$ im Eingangskanal nur zu $T = 0$ koppeln können.

Die Forderungen nach der Isospinreinheit der an der Reaktion beteiligten Kerne ist weitgehend erfüllt. Für selbstkonjugierte Kerne mit $N = Z$, $T = 0$ ergeben hydrodynamische Abschätzungen (Bo 67, So 69) eine Z -Abhängigkeit für die $T=1$ -Beimischung in den $T = 0$ -Zuständen.

$$P({}^4\text{He}_{\text{gs}}) = 5.5 \cdot 10^{-7} \cdot Z^{8/3} \quad (2.12)$$

Diese Abschätzung - vielleicht für das aus vier Nukleonen bestehende Alphateilchen nicht sehr realistisch - ergibt eine hohe Isospinreinheit für den Grundzustand. Der erste 0^+ , $T = 1$ -Zustand liegt mehr als 20 MeV über dem 0^+ , $T = 0$ -Grundzustand im ${}^4\text{He}$. Das läßt nur kleine $T = 1$ -Beimischungen erwarten. Störungstheoretische Abschätzungen ergeben

$$P({}^4\text{He}_{\text{gs}}) = 1 \cdot 10^{-5} \quad (2.13)$$

Die Isospinreinheit der Deuteronenwellenfunktion des 1^+ , $T = 0$ -Grundzustandes ist nach Untersuchungen von (Dr 66)

$$P({}^2\text{H}_{\text{gs}}) = 5 \cdot 10^{-5}. \quad (2.14)$$

Messungen isospinverbotener ($d, {}^4\text{He}$)-Reaktionen an den selbstkonjugierten Kernen ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ und ${}^{28}\text{Si}$ (Sm 72, Jo 69, Ri 70c, Eh 71) sind aber vielleicht ein Hinweis auf mögliche größere Isospinunreinheiten des Deuterons als es bisherige Abschätzungen ergeben.

Die beiden Mitglieder des Isospindoublets ${}^3\text{H} + {}^3\text{He}$ sind verschieden stark gebunden. Das ist zum Teil auf die zusätzliche elektrostatische Bindungsenergie im ${}^3\text{He}$ zurückzuführen. Die repulsive Coulombkraft drückt sich ebenfalls in einem größeren Ladungsradius und einem anderen Formfaktor des ${}^3\text{He}$ -Kerns aus.

Abschätzungen der Ladungsabhängigkeit der Kernkräfte, gefolgt aus einer eventuellen Differenz der ${}^3\text{He}$ -Coulombenergie E_C und der ${}^3\text{He} - {}^3\text{H}$ -Bindungsenergieendifferenz Δ , differieren erheblich (O bis 2%; He 72, He 69, Ok 68, Bl 65). Die Energiedifferenz ($E_C - \Delta$) kann durch ladungssymmetrieverletzende Potentiale erklärt werden. Die Ladungsasymmetrie beeinflusst aber nur sehr wenig die Reinheit des Isospins der Grundzustände (Ok 66, Gi 72).

II.2 Winkelverteilung und Interferenz

Das verallgemeinerte Pauli-Prinzip fordert für die Gesamtwellenfunktion im Kanal ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ eine antisymmetrische Wellenfunktion bzgl. der Vertauschung Raum-, Spin- und Isospinkoordinaten der beiden Teilchen. Die Reaktionsamplitude läßt sich schreiben (vgl. Ki 70)

$$f(\theta) \sim \psi_{T=0}^{asym} \left\{ a \chi_{s=0}^{asym} Y^{asym}(\theta) + b \chi_{s=1}^{sym} Y^{sym}(\theta) \right\} + \psi_{T=1}^{sym} \left\{ b \chi_{s=0}^{asym} Y^{sym}(\theta) + d \chi_{s=1}^{sym} Y^{asym}(\theta) \right\} \quad (2.15)$$

Dabei charakterisieren ψ_T den Isospin-, χ_s den Spin- und $Y(\theta)$ den Ortsanteil der Wellenfunktion bzw. der Reaktionsamplitude. Der erste Term beschreibt den isospinerhaltenden Teil der Reaktionsamplitude ($\Delta T = 0$); der zweite Term der Summe berücksichtigt eventuelle Isospinverletzungen in der Reaktion. Unter Ausnutzung der Orthogonalität der Spinwellenfunktionen χ_s ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt bei Berücksichtigung der Terme erster

Ordnung in c und d

$$dG(\theta)/d\Omega \sim |a Y^{\text{asym}}_{(0)}|^2 + |b Y^{\text{sym}}_{(0)}|^2 \quad (2.16) \\ + 2 \operatorname{Re} [a Y^{\text{asym}}_{(0)}^* \cdot c Y^{\text{sym}}_{(0)} + b Y^{\text{sym}}_{(0)}^* \cdot d Y^{\text{asym}}_{(0)}]$$

Falls die Reaktion unter Erhaltung des Isospins abläuft ($c = d = 0$), bleiben nur noch die beiden ersten, in $\cos \theta$ symmetrischen Terme in Gleichung (2.16) übrig. Diese enthalten nur gerade Legendrepolynome, so daß die vom Barshay-Temmer-Theorem verlangte Symmetrie der differentiellen Wirkungsquerschnitt um $\theta = 90^\circ$ folgt. Auftretende ungerade l -Werte in der Entwicklung gemessener Winkelverteilungen sind mit dem dritten Term, dem Interferenzterm der Gleichung (2.16) zu verknüpfen. Dieser ungerade Term ist also empfindlich für die Verletzung der Isospinanalogie der Spiegelkerne ${}^3\text{He}$ und ${}^3\text{H}$ bzw. für Isospinunreinheiten der Kerne im Ausgangskanal sowie für mögliche Mischungen von $T = 0$ - und $T = 1$ -Zuständen im Compoundkern ${}^6\text{Li}$.

Die Verursachung von Asymmetrien in den Winkelverteilungen auf dem letztgenannten Weg lassen eine Energieabhängigkeit der Stärke der Verletzung gemäß der Struktur der Resonanzzustände im Compoundkern erwarten. Eine gleichzeitige Vermessung der Winkel- und Energieabhängigkeit der Reaktion sollte mögliche energieabhängige Interferenzeffekte sichtbar werden lassen und eine Deutung des Reaktionsmechanismus und der Symmetrieverletzung ermöglichen.

III. Experiment

Zu einem umfassenden Test des Barshay-Temmer-Theorems über die Reaktion ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \longrightarrow {}^4\text{He} + \text{d}$ war es erforderlich, bei möglichst vielen Energien, Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes möglichst genau über einen großen Winkelbereich zu messen. Es wurden daher zwölf Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, \text{d}){}^4\text{He}$ zwischen 4.25 und 9.85 MeV Einschußenergie in ca 0.5 MeV-Schritten bei Laborwinkeln zwischen $\theta_{\text{Lab}} = 5^\circ$ und 175° aufgenommen und daraus die entsprechenden Asymmetrieverteilungen gewonnen. Die Messungen wurden an dem auf 5.3 MV erweiterten KN 4000 van de Graaff-Beschleuniger der Universität Marburg durchgeführt.

III.1 Experimenteller Aufbau

III.1.1 Targets

Für das Experiment wurden radioaktive Tritiumfestkörpertargets verwendet. Bei den von der Firma Nukem, Hanau, präparierten Targets ist das Tritium in einer auf eine $0.75 \mu\text{m}$ dicke Aluminiumfolie aufgedampften Titanschicht durch Hydrierung eingelagert. Das atomare Verhältnis 2:1, zwei Wasserstoffatome auf ein Titanatom, wird wegen der Oberflächenoxydation der Folie nicht ganz erreicht.

Die Titanschichten der verwendeten Targets hatten eine Dicke von ca. $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ mit einer Tritiumflächenbelegung von ungefähr $4 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Beim Experiment war die Titan-Tritium-Schicht dem Ionenstrahl zugewandt, um zu vermeiden, daß die ${}^3\text{He}$ -Ionen des Strahls bereits in der Aluminiumfolie abgebremst werden. Die durch die zu untersuchende Reaktion produzierten Deuteronen erfahren in der Aluminiumschicht eine wesentliche geringere Abbremsung als die ${}^3\text{He}$ -Ionen.

Bei schrägem Einschuß in das Target (vgl. Fig. 1) - dieses ist 45° zur Strahlachse geneigt - erleidet ein in der Titanschicht zur Reaktion gelangtes ^3He -Ion von 5 MeV einen mittleren Energieverlust von etwa 60 keV (No 71). Die Energieschärfe des ^3He -Strahls ist durch diesen Wert begrenzt.

Um ein Abdampfen des Tritiums durch lokale Aufheizung zu verhindern, wurde der auf das Target einfallende Strahlstrom auf höchstens 400 nA (bei 8 bis 10 MeV Einschußenergie) begrenzt. Bei Vorversuchen und bei späteren Kontrollen konnte innerhalb der Meßgenauigkeit kein Abdampfen von Tritium festgestellt werden.

Ein Tritiummonitor, ein Gasdurchflußzähler mit spezieller Empfindlichkeit für die niederenergetische β -Strahlung ($E_{\text{max}} = 18 \text{ keV}$) war an das Abluftsystem der Vakuumpumpen an der Streukammer angeschlossen. Signifikante Abweichungen von der durch Antikoinzidenzschaltung reduzierten Untergrundstrahlung konnten nicht festgestellt werden. Wischproben aus dem Inneren der Streukammer mit einem Geiger-Müller-Zählrohr gaben keinen Hinweis darauf, daß Tritiumaktivität außerhalb des Targets auftrat. Zusätzlich wurde das Tritium-Titan-Verhältnis vor und nach längerem Gebrauch des Tritiumtargets gemessen. Dabei lagen die Abweichungen vom anfänglichen Tritium-Titan-Verhältnis auch langfristig unter 5%, was innerhalb der Inhomogenitätstoleranz der Targetdicken liegt.

III.1.2 Strahlführung und Streukammer

Die Untersuchung der Abweichung einer Winkelverteilung von der Symmetrie um $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$ mit der benötigten prozentualen Genauigkeit, stellte große Anforderungen an die Geometrie des Experiments. Insbesondere mußten instrumentelle Asymmetrien minimalisiert werden. Solche Asymmetrien, die ihre Ursache in mechanischen Ungenauigkeiten und in der Begrenzung der Justiergenauigkeit von Strahl, Target, Detektoren

u.a. haben können, führen zu systematischen Fehlern, vor allem in den experimentellen Asymmetrieverteilungen $W(\theta)$ (siehe (2.7) und 2.10)). In der Diplomarbeit (Ru 73) wurden die möglichen und vorhandenen Fehlerquellen im Hinblick auf die Fehler der Meßgrößen bereits ausführlich analysiert.

Auf der Strahlstrecke nach dem 90° -Analysiermagneten, der den aus dem vertikal stehenden Beschleunigertank austretenden Strahl in die Horizontale umlenkt, stehen ein Quadrupoldublett und zwei Paare magnetischer Ablenkspulen zur Fokussierung bzw. Strahlversetzung zur Verfügung (Fig. 1). Ein netzfrequenzgesteuerter Beam Scanner (Me 72) gibt auch während des Experimentes Referenzwerte für die räumliche Lage und Ausdehnung des Strahls, und ist für die erforderliche Langzeitkontrolle sehr nützlich.

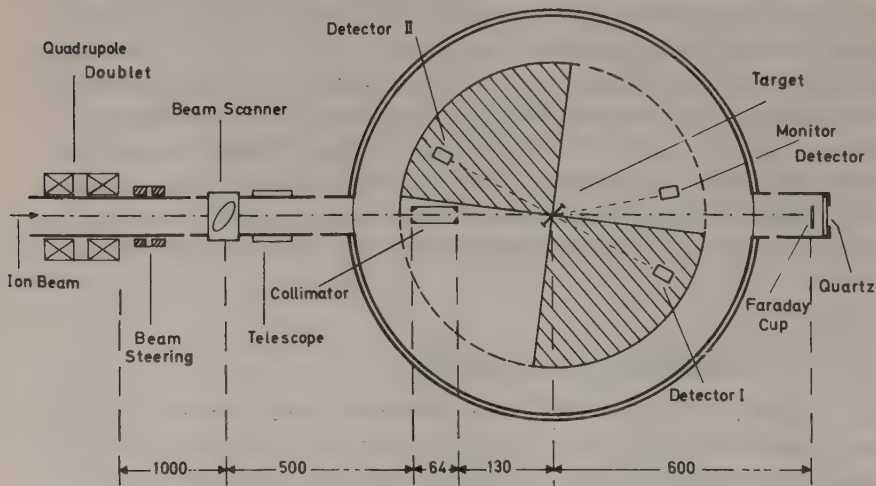


Fig. 1: Schematischer Aufbau des Experimentierplatzes, Streukammer mit Strahlführungselementen und Strahlkontroll-einrichtungen.

Um die Lage und die Ausdehnung des Strahlflecks auf dem Target einzugrenzen, wurde auf dem Detektorenteller der Streukammer ein Kollimator mit Blende und Antistreibblende montiert. Die räumliche Lage des Kollimators zur Strahlrichtung, die durch Fadenkreuzmarkierungen im Targetmittelpunkt und im Faradaycup fixiert ist, wurde durch optische Vermessung mittels Fernrohr eingestellt. Die Einstellung ist auf 0.1 Grad Laborwinkel reproduzierbar.

An dem drehbaren Streukammerdeckel wurden ein E-Zähler und ein dE-E-Zählerteleskop, jeweils mit Siliziumoberflächensperrschichtdetektoren bestückt, mit etwa gleichem Raumwinkel angebracht, um etwa gleichgroße Zählraten zu erhalten. Ein weiterer Sperrschichtzähler, montiert am Kammerboden diente als Monitor. Um eine Winkelverschmierung der gemessenen Wirkungsquerschnitte bei einer vorhandenen Änderung des Schwerpunktsraumwinkel bis zu 1.0% pro Grad zu vermeiden, waren die Öffnungswinkel der Zählerblenden in der Reaktionsebene $\Delta\theta = 0.7^\circ$ gewählt worden. Eine breitere Zähleröffnung würde einen Fehler verursachen, dessen Größe mit dem ansonsten dominierenden, mit maximal 2% prospektierten, statistischen Fehler konkurrieren würde. Die Reproduzierbarkeit der Winkereinstellung unter Berücksichtigung der Ablesegenauigkeit beträgt 0.1°.

Um die Meßzeiten in Grenzen zu halten, wurde ein unter den Bedingungen größtmöglicher Raumwinkel gewählt. Deshalb wurden schlitzförmige Blenden verwandt, die die Winkelbreite des Laborwinkels im geringeren Maße vergrößern, als kreisförmige Lochblenden.

III.2 Mögliche Reaktionen und Reaktionskanäle

Bei der Projektil-Target-Kombination ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ sind bei den gewählten Einschußenergien die folgenden Reaktionskanäle (1) bis (6) offen

- (1) ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \longrightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$
- (2) $\longrightarrow {}^4\text{He} + \text{d} + 14.321 \text{ MeV}$
- (3) $\longrightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + \text{n} + 12.096 \text{ MeV}$
- (4) $\longrightarrow {}^5\text{He} + \text{p} + 11.20 \text{ MeV} \longrightarrow {}^4\text{He} + \text{n} + \text{p} + 12.096 \text{ MeV}$
- (5) $\longrightarrow {}^5\text{Li} + \text{n} + 10.13 \text{ MeV} \longrightarrow {}^4\text{He} + \text{p} + \text{n} + 12.096 \text{ MeV}$
- (6) $\longrightarrow {}^6\text{Li}^* + \gamma$
- (7) $\longrightarrow {}^3\text{H} + \text{d} + \text{p} - 5.493 \text{ MeV}$
- (8) $\longrightarrow {}^3\text{He} + \text{p} + \text{n} - 6.257 \text{ MeV}$

Die ${}^3\text{He}$ - und ${}^3\text{H}$ -Aufbruchkanäle (7) und (8) werden bei den gewählten Einschußenergien noch nicht erreicht. Die Kanäle (3, 4, 5) sind asymptotisch gleich, da die sehr kurzlebigen ${}^5\text{He}$ - und ${}^5\text{Li}$ -Zustände in ${}^4\text{He} + \text{p}$ beziehungsweise ${}^4\text{He} + \text{n}$ zerfallen. Neben der interessierenden Reaktion (2) sind also im wesentlichen die elastische Streuung (1) und die starke Dreiteilchenreaktion über den ganzen Winkelbereich im Energiespektrum der geladenen Teilchen zu sehen.

Mit wachsender Einschußenergie kommt es natürlich noch zu (${}^3\text{He}, \alpha$)-, (${}^3\text{He}, \text{d}$)-, und (${}^3\text{He}, \text{p}$)-Reaktionen mit vergleichbarem Q-Wert an Aluminium und den verschiedenen Titanisotopen des Targetmaterials. Die entsprechenden Reaktionen an den üblicherweise auftretenden Targetverunreinigungen ${}^{12}\text{C}$ und ${}^{16}\text{O}$ haben geringere Q-Werte, so daß die entsprechenden Spektrallinien

der emittierten Teilchen energetisch tiefer liegen, als die Linie aus Reaktion (2).

Die kinematischen Verhältnisse der Reaktionen und die möglichen Methoden der Teilchentrennung, sowie Untergrundreduktion wurden bereits in der erwähnten Diplomarbeit von B. Ruth (Ru 73) diskutiert.

III.3 Nachweis der Reaktionsteilchen

Für die Messung der Winkelverteilungen der Deuteronen unter Vorwärtswinkeln (Fig. 1 Schraffierter Bereich) war es notwendig die insbesondere an der das Target tragenden Aluminiumfolie und dem Titan elastisch gestreuten ^3He -Teilchen durch zwei bis fünf 20 μm -Al-Folien - je nach Einschussenergie - vor den Kollimator der Halbleiterzähler vollständig abzubremesen. Dadurch wurden Pile-up-Effekte der Verstärkerelektronik und eine Totzeit der Registrierelektronik vermieden.

Um die Deuteronenlinie der Reaktion, deren Lage im Energiespektrum sich mit zunehmendem Reaktionswinkel Θ_{Lab} aus kinematischen Gründen zu niedrigeren Energien verschiebt, von den Protonen des Dreiteilchenkontinuums aus den Reaktionen (3, 4, 5) und den Protonen diskreter Linien aus $(^3\text{He}, p)$ -Reaktionen zu trennen, wurde die effektive Zählerdicke des verwendeten 2000 μm Si-Oberflächensperrschichtzählers durch geeignete Wahl der Zählerspannung verringert, so daß die langreichweitigen Protonen nur teilweise abgebremst wurden, die Deuteronen aus Reaktion (2) jedoch noch gerade gestoppt wurden. Ein typisches Spektrum ist in Fig. 2 zu sehen.

Unter Rückwärtswinkeln (Fig. 1, Schraffierter Bereich II) war eine Teilchendiskriminierung zur Identifizierung der Deuteronen aus der betrachteten Reaktion unumgänglich. Die verschiedenen Möglichkeiten für solch eine Identifizierung

wurden bereits diskutiert (Ru 73). Bei den gegebenen Teilchen-
sorten und Teilchenenergien erwies sich ein Goulding-Teleskop
(Go 64), das aus einem Energieverlustsignal dE und dem Ge-
samtenergieverlust $(E + dE)$ der spektroskopierten geladenen
Teilchen ein teilchenspezifisches Signal erzeugt, als ge-
eignet. Für das Teleskop wurden ein $55\text{ }\mu\text{m}$ - dE -Zähler und ein
Stopdetektor mit der Dicke von $1500\text{ }\mu\text{m}$ verwandt. In Fig. 3
ist der Aufbau der Elektronik in Form eines Blockschaltbildes
angegeben.

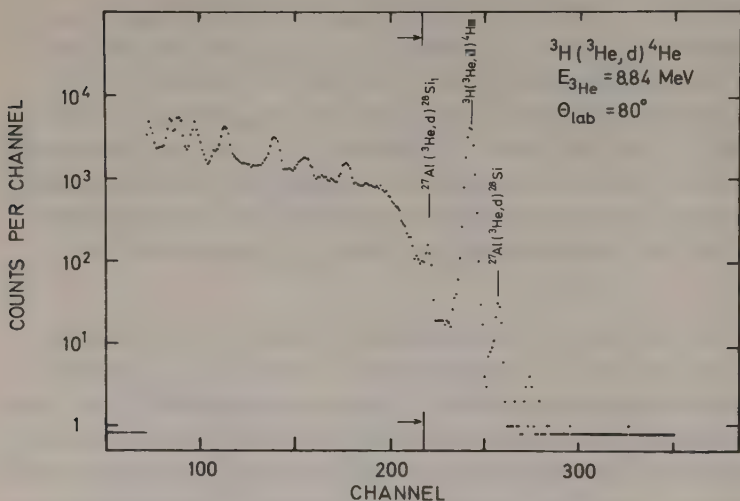
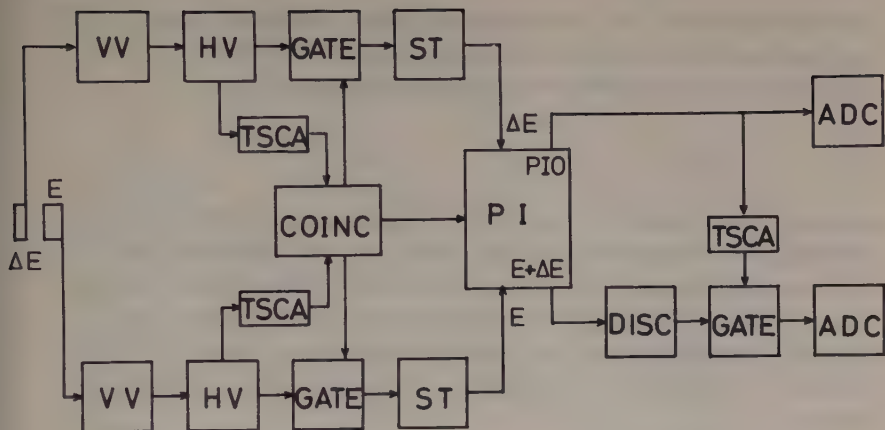


Fig. 2: Energiespektrum der Reaktion $^3\text{H}(^3\text{He},d)^4\text{He}$, aufge-
nommen mit einem durch $100\text{ }\mu\text{m}$ Al-Folie abgedeckten
Si-Oberflächensperrschichtzähler bei herabge-
setzter Zählerspannung. Die Pfeilmarkierungen deuten
den durch die Spannungsreduzierung beschränkten
maximalen Protonenenergieverlust an.



BLOCKSCHALTBILD

Fig. 3: Blockschaltbild für die Messung der Winkelverteilungen unter Rückwärtswinkeln.

Bezeichnungen:

- VV - Vorverstärker
- HV - Hauptverstärker
- TSCA - Timing Single Channel Analyzer
- COINC - Koinzidenzstufe
- ST - Stretcher, Impulsdehner
- PI - Particle Identifier
- DISC - Diskriminator
- ADC - Analog-Digital-Konverter

Der Wirkungsweise des Goulding Particle Identifier liegt die insbesondere für Helium und Wasserstoffisotope oberhalb von 1 MeV gültige Energie-Reichweite-Beziehung

$$R(E) = a \cdot E^b \quad (3.1)$$

zugrunde. Die Größe a ist ein teilchenspezifischer, energie-unabhängiger Parameter, der Exponent b ist energie- und teilchenunabhängig. Die durch die (den dE-Zähler passierenden und im E-Zähler gestoppten) Teilchen erzeugten dE- und E-Signale werden von der Analogelektronik nach Goulding et al. (Go 64), dem Particle Identifier, zur Bildung des Differenz-ausdrucks

$$(E + dE)^b - E^b = d/a \quad (3.2)$$

verwandt. Dabei ist d die Dicke des dE-Zählers. Das Verhältnis d/a ist proportional zur Masse und dem Quadrat der Kernladung des diskriminierten Teilchens, wenn dE klein gegen die Energie E ist. Um zu einem reinen Deuteronen-Energie-Spektrum zu gelangen, wurden nur die mit dem der Gleichung (3.2) entsprechenden deuteronen-spezifischen Teilchensignal koinzidenten $(E + dE)$ -Signal gesammelt.

In Fig. 4a ist ein Ausschnitt eines Teilchenspektrums im Bereich der Wasserstoffkerne für die Einschußenergie $E(^3\text{He}) = 8.84 \text{ MeV}$ unter dem extremen Rückwärtswinkel $\theta_{\text{Lab}} = 175^\circ$ wiedergegeben. Rückgestoßende Tritonen aus der elastischen Streuung fehlen unter Rückwärtswinkeln. Fig. 4b zeigt das zugehörige Energiespektrum der Deuteronen. Während bei der niedrigsten gewählten Einschußenergie von 4.25 MeV im wesentlichen nur die ^{28}Si -Grundzustandsanregung als Störlinie im Deuteronenspektrum zu sehen ist, treten bei der höheren Energie von 8.84 MeV weitere Anregungen durch $(^3\text{He}, d)$ -Reaktionen an Aluminium und auch an den fünf verschiedenen natürlichen Titanisotopen auf. Dadurch kommt es in einigen Spektren zum Überlappen der Deuteronenlinie der Reaktion (2) mit anderen Linien und führt zu einer Erhöhung des statistischen

Fehlers des jeweiligen Meßpunktes und zu einem systematischen Fehler durch die Untergrundsubtraktion.

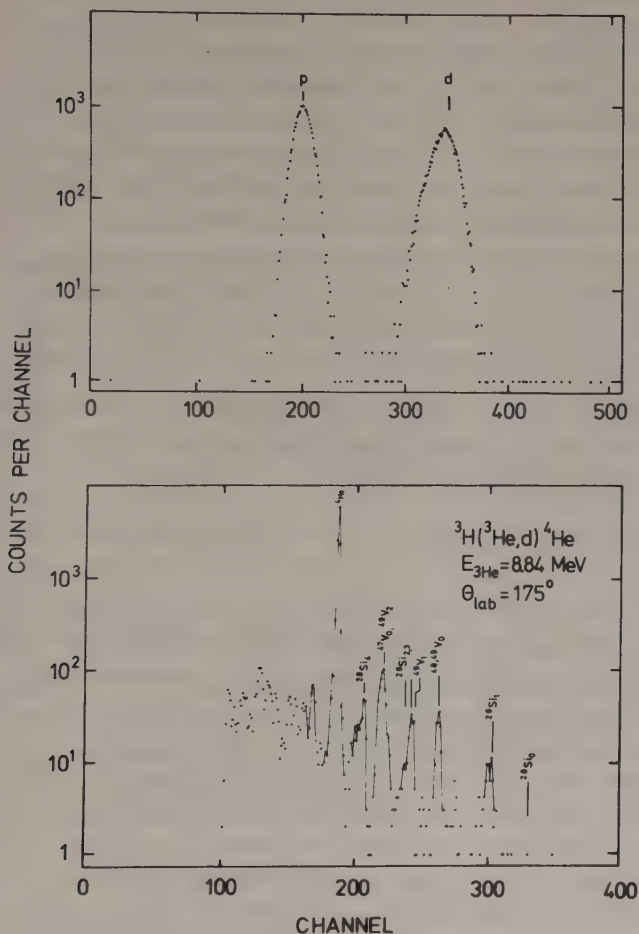
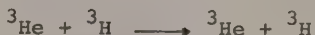


Fig. 4: a) Teilchenspektrum der Reaktion $^3\text{H}(^3\text{He},\text{d})^4\text{He}$ im Bereich der Wasserstoffkerne, $E(^3\text{He}) = 8.84 \text{ MeV}$ unter $\theta_{\text{Lab}} = 175^\circ$, gemessen an einem AlTiT-Target mit einem (dE,E)-Zählerteleskop und Analogelektronik nach Goulding (Go 64),
 b) zugehöriges (E+dE)-Spektrum der Deuteronen. Spektrallinien aus $(^3\text{He},\text{d})$ -Störreaktionen sind durch Angabe des Endkerns und dessen Anregungszustand gekennzeichnet.

Zur relativen Normierung der Einzelmeßpunkte der jeweiligen Winkelverteilungen wurde die Deuteronenlinie aus der Reaktion (2) selbst verwendet. Dazu wurde ein E-Zähler als Monitorzähler unter $\Theta_{\text{Lab}} = -10^\circ$ positioniert. Eine Aluminiumfolie vor dem Zähler sorgte für die vollständige Abbremsung der elastisch gestreuten Teilchen. Der extreme Vorwärtswinkel für den Monitorzähler wurde u.a. wegen der eindeutigen Identifizierung der Deuteronenlinie, der untergrundfreien Lage der Linie im Energiespektrum und der vergleichsweisen hohen Zählrate gewählt. Die Messung der elastischen Streuung eignete sich nicht für die relative Normierung der Winkelverteilungen, da wegen Untergrundproblemen und mangelnder Linientrennung die geforderte Meßgenauigkeit nicht erreicht werden konnte.

Zur Bestimmung der Absolutwerte des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurden die bereits vorhandenen Daten der elastischen Streuung (Ba 68, IV 68)



zwischen 4.25 und 10.0 MeV in 0.5 MeV-Schritten gemessen, verwandt. Dazu mußten also die Deuteronen der Reaktion (2) und die elastisch gestreuten ${}^3\text{He}$, bzw. die Rückstoßtritononen (1) simultan unter einem beliebigen Winkel nachgewiesen werden. Die Messung der Winkelverteilungen der relativen differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktion (2) geschah bei allen Energien, bei denen Absolutmessungen der elastischen Streuung des obengenannten Autors vorlagen. In einer zweiten, unabhängigen Messung wurden gleichzeitig mit einem (dE,E)-Zählerteleskop unter dem Laborwinkel $\Theta_{\text{Lab}} = 35^\circ$ die Rückstoßtritononen aus dem elastischen Prozeß und die Deuteronen aus der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He},d){}^4\text{He}$ bei den vorgegebenen Energien nachgewiesen. Das Energieverlustsignal dE und das Energiesignal (E+dE) wurden in Zweiparametermatrixdarstellung analysiert, um die erforderliche Energiediskriminierung und Teilchentrennung zu erzielen. Diese Messung ermög-

lichte eine nachträgliche Absolutnormierung der Winkelverteilungen der Reaktion (2).

Um Aufstocken der analogen Energie- und Energieverlustsignale und erhebliche Totzeiten bei der Digitalisierung der Signale, durch zu hohe Zählraten zu vermeiden, wurde die simultane Messung des Reaktionskanals und der des elastischen Kanals bei kleinem Raumwinkel der Detektoren ($\Delta\Omega = 5 \cdot 10^{-5}$) und bei verringertem Strahlstrom (30 nA) durchgeführt.

Der Nachweis des Rückstoßtritons als Referenz für den elastischen Prozeß ist der Messung des gestreuten ^3He -Teilchens vorzuziehen, weil dessen schlechte Trennung von der elastischen Streuung an den anderen Targetmaterialien die Diskriminierung sehr erschwert. Die Auswahl des Winkels für die Simultanmessung ist zu großen und zu kleinen Winkeln hin begrenzt. Unter wesentlich kleineren Winkeln als dem ausgewählten Winkel wird die totale Zählrate zu groß, und es kommt zu dem erwähnten Aufstocken der Impulse; bei größeren Winkeln ist die Laborenergie der Tritonen zu gering. Die Tritium-Ionen werden bereits in dE-Zähler vollständig abgebremst, und können im E-Zähler kein Energiesignal mehr erzeugen.

Unter $\theta_{\text{Lab}} = 10^\circ$ wurde zusätzlich zu der simultanen Messung mit dem Teleskop unter 35° der Wirkungsquerschnitt der Deuteronen mitgemessen, um Reproduzierbarkeit des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte bei 10° und bei 35° zu überprüfen.

III.4 Versuchsdurchführung

Bei der Messung der Winkelverteilungen und Anregungsfunktionen der Reaktion wurde auf gute Strahlqualität und reproduzierbare Einstellung des Strahls besonderer Wert gelegt. Von der Lage des Strahls bezüglich der Sollachse der Streukammer und einer definierten Targetposition hängt die Links-Rechts-Symmetrie der experimentellen Anordnung wesentlich ab.

Der ^3He -Strahl wurde so fokussiert, daß auf dem Quarz der Targethalterung ein Fleck von 1 mm Durchmesser entstand und der Strahlfleck am Ausgang im Fadenkreuz lag, und zwar mit einer räumlichen Ausdehnung von ca 4 mm Breite (vgl. Fig. 1). Beim Hineindreihen des genau einjustierten Kollimators vor dem Target ging der Strahlstrom nicht zurück. Die Lage und Breite des Strahls konnte während der Messung an mehreren Stellen der Strahlführung, insbesondere unmittelbar vor der Streukammer, durch den Strahl abtastende Beam Scanner (Me 72), deren Ortsauflösung kleiner als 1 mm ist, kontrolliert werden. Bei Positionierung eines Scanners im konvergierenden Strahl (Fig. 1) konnte noch eine Ortsänderung des Strahlflecks auf dem Target um 0.4 mm von dem Strahlabtastsystem angezeigt werden. Das entspricht einer maximalen Laborwinkeländerung um 0.2 Grad. In einem Vorexperiment wurde die Links-Rechts-Symmetrie der Meßanordnung durch Zählratenvergleichsmessungen unter symmetrisch zur Strahlachse liegenden Winkeln überprüft, und die oben angegebenen Toleranzwerte verifiziert. Diese Werte gehen in die Berechnung des Fehlers der Asymmetriewinkelverteilungen $W(\theta)$ ein (Kapitel IV.1).

Die Messungen der Winkelverteilungen erfolgte in 10° -Schritten. Zur Erhöhung der Meßgenauigkeit im Vorwärts- und Rückwärtswinkelbereich wurde zusätzlich unter $\theta = 5^\circ$ und 15° bzw. $\theta = 175^\circ$ und 165° gemessen.

Das Raumwinkelverhältnis der verwendeten Detektoren I und II (Fig. 1) wurde jeweils unmittelbar nach den Messungen durch Vergleich der Zählraten mehrerer Reaktionskanäle $\theta_{\text{Lab}} = \pm 90^\circ$, beziehungsweise durch Rutherfordstreuung an Au ermittelt. Um bei der Messung von Spektren im rückwärtigen Winkelbereich reine Deuteronenspektren zu erhalten, mußten die Schwellen des Einkanaldiskriminators (Fig. 3) sorgfältig auf die deuteronenspezifischen Impulshöhen der Identifizierungssignale abgestimmt werden. Diese Einstellung blieb während der Messung unverändert. Beim Zähler I in Vorwärtswichtung ermöglichte eine sorgfältige Wahl der Detektorspannung eine

Trennung der interessierenden Deuteronenlinie vom Protonenkontinuum (vgl. Fig. 2, Kap. III.3). Diese Spannung mußte bei jedem Winkel überprüft und gegebenenfalls entsprechend korrigiert werden.

Im einfach geladenen ^3He -Strahl treten $^1\text{H}-^2\text{H}^+$ -Projektilen neben den $^3\text{He}^+$ -Ionen auf. Diese nur schwer zu unterdrückenden Molekülionen würden zu einer nicht erwünschten Deuteronenimplantation im Target führen. Um das zu vermeiden, wurde bei allen Experimenten ausschließlich mit doppeltgeladenem ^3He -Strahl eingeschossen.

Die Strahlströme bei der Messung der Winkelverteilungen lagen zwischen 100 und 400 nA; bei der Messung der Anregungsfunktion und Bestimmung der Absolutwerte war der Strom kleiner als 30 nA. Die angegebenen Strahlströme sind jeweils auf das doppeltgeladene $^3\text{He}^{++}$ zu beziehen. Bei den gewählten Einschußenergien werden nach Passieren der Targetfolie nur 0.5 bis 1.5% der doppelgeladenen ^3He -Ionen zu einfachgeladenen Ionen umgewandelt.

Die Messungen zweier Winkelverteilungen bei 4.25 und 8.84 MeV wurden wiederholt, um die Reproduzierbarkeit zu überprüfen. Ebenso geschah eine Überprüfung der Messungen bei den konjugierten Winkeln von 20° und 160° bei allen zwölf Energien.

Das gesamte Experiment erforderte insgesamt etwa vierzig Tage Meßzeit am Beschleuniger.

IV. Ergebnisse

Die Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He},\text{d}){}^4\text{He}$ wurden mit dem in Kapitel III beschriebenen Meßanordnung aufgenommen. Die Spektren in Fig. 2 und 3 zeigen die gute Isolierung der Linie der obigen Reaktion. Die Auswertung der Deuteronenspektren wird durch eine Anzahl von Störlinien aus den $({}^3\text{He},\text{d})$ -Reaktionen an Aluminium, bei höheren Energien auch an Titan, erschwert. Zum Überlappen der Störlinien mit der Linie aus der Reaktion an Tritium kommt es jedoch nur in wenigen Spektren, so daß die Summe aus statistischem Fehler des Einzelmeßpunktes und systematischem Fehler beim Untergrundabzug meist kleiner als 1.5% ist.

IV.1 Winkel- und Asymmetrieverteilungen

In Fig. 5 sind die Winkelverteilungen des nach (Ba 68) normierten absoluten differentiellen Wirkungsquerschnitts der Deuteronen aus der bei zwölf verschiedenen Energien zwischen 4.25 und 9.85 MeV untersuchten Reaktion, aufgetragen. Die eingetragenen Fehlerbalken sind relative Fehler, bezogen auf die Winkelverteilung. Die ausgezogene Kurve ist eine Anpassung der Meßwerte nach Legendrepolynomen (Kapitel IV.2).

Alle gemessenen Winkelverteilungen zeigen wie auch schon bei sehr niedrigen Energien (Kü 63, Ki 70, No 74, Kl 72) und bei Winkelverteilungen der Umkehrreaktionen bei höheren Energien (Gr 70, Gr 72, Ri 70b) ein Maximum bei $\theta_{\text{CM}} = 90^\circ$. Die beiden Minima der Winkelverteilungen verlagern sich mit zunehmender Energie näher in Richtung 90° , es bleibt aber bei drei Extrema in den vorliegenden Winkelverteilungen.

Beim Vergleich der Winkelverteilungen untereinander und mit den Winkelverteilungen anderer Autoren, bei niederen Energien, sieht man eine zu höheren Energien hin enger werdende Winkelstruktur. Die Partialwellen mit höherem Drehimpuls l treten stärker hervor. Auffallend ist, daß die Winkelverteilungen

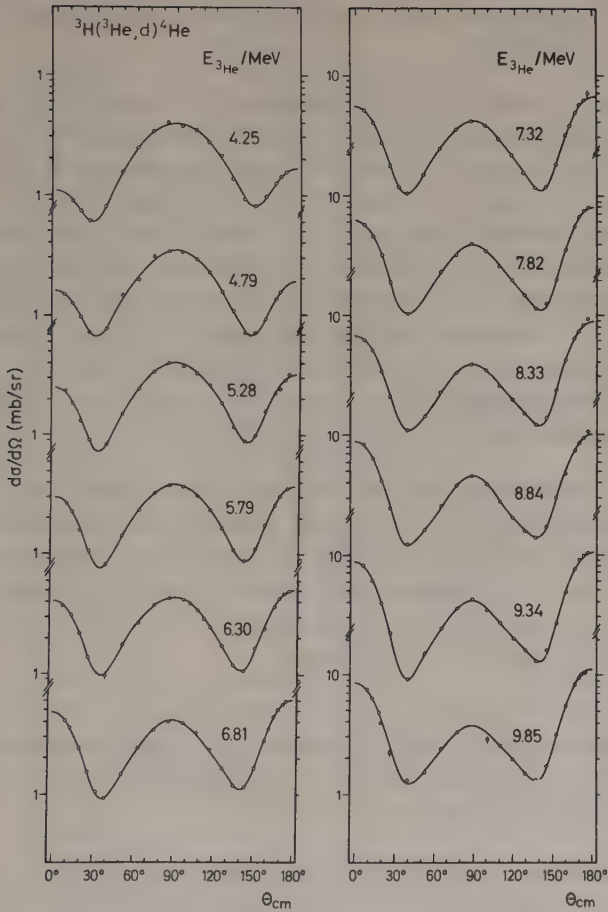


Fig. 5: Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, \text{d}){}^4\text{He}$. Angegeben sind die jeweiligen Laborenergien. Die eingezeichneten Kurven ergeben sich aus den Legendrepolynomannpassungen der Meßpunkte. Die Meßfehler sind, wenn nicht durch Fehlerbalken gekennzeichnet, kleiner als die Kennzeichnungen der Meßpunkte.

in Rückwärtsrichtung stärker ansteigen als in Vorwärtsrichtung. Quantitativ drücken das die Verteilungen der Asymmetrien $W(\theta)$ aus.

Die Asymmetrien $W(\theta)$ der Deuteronenwinkelverteilungen wurde aus deren Legendrepolynomannpassung, entsprechend der Definitionsgleichung (2.7) und der dort angegebenen Vorzeichenkonvention, gewonnen und sind in Fig. 6 dargestellt. Die Asymmetriefunktionen $W(\theta)$ haben alle unter null Grad starke positive Beiträge, die meisten ihr absolutes Maximum. Das läßt Aussagen über die Kooplung des Spins im Eingangskanal zu (Kap. V). Außerdem ist das Maximum $W(\theta)$ absolut größer als das Minimum $W(\theta)$. Bei vier aufeinanderfolgenden Asymmetriewinkelverteilungen von $E(^3\text{He}) = 5.28$ bis 6.81 MeV ist das Maximum jeweils bei $\theta_{\text{CM}} = 24^\circ$.

Die durch ℓ -Beiträge höherer Ordnung stärker strukturierten Verteilungen bei 7.32, 7.82, 8.33 und 9.85 MeV sehen sich in der Form sehr ähnlich. Sie haben alle ihr Maximum unter null Grad, um dann sehr langsam nach großen Winkeln hin abzufallen. Die dazwischen liegenden Verteilungen bei 8.84 und 9.34 MeV haben bei 30° bzw. 40° ihr Maximum.

Die in den Winkel- und Asymmetrieverteilungen in Fig. 5 und Fig. 6 eingetragenen Fehler beruhen neben den statistischen Fehlern und Fehlern aus der Untergrundkorrektur auf einer Reihe weiterer systematischer Fehler:

- a) Die Energieverbreiterung des ^3He -Strahls (bis zu 60 keV), verursacht durch die Dicke des auf die Reaktion empfindlichen Teils des Targets, und die Winkelbreite der Detektorblenden ($\Delta\theta = 0.7^\circ$), ergeben eine Unsicherheit im Schwerpunktsraumwinkel Ω_{CM} (0.3%).
- b) Die Vielfachstreuung der Projektile und der Deuteronen im Target, die bei sehr niedrigen Energien eine Rolle spielt, bringt nach Abschätzungen (Bl 66) eine Verbreiterung des Streu-

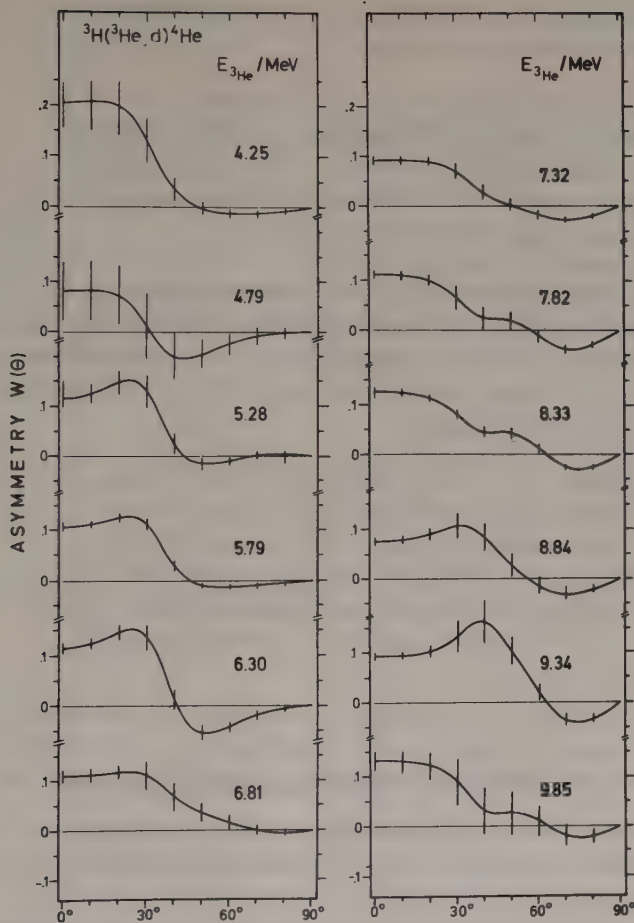


Fig. 6: Asymmetrieverteilungen der Deuteronen $W(\theta)$, definiert in Gleichung (2.6), aus der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, d){}^4\text{He}$, gewonnen aus der Legendrepolynomannpassung der Winkelverteilungen. In 10° -Abständen sind Fehlerblaken eingetragen, die sich ebenfalls aus der Anpassung geben.

winkels um $\Delta\theta = 0.6^\circ$ bei der niedrigsten Einschußenergie von 4.25 MeV.

- c) Totzeitbedingte Fehler und Korrekturen konnten bei der Messung der Winkelverteilungen bei Zählraten bis zu 150 s^{-1} (oder $5 \cdot 10^5/\text{h}$) vernachlässigt werden. Bei der Messung der Anregungsfunktion traten Totzeiten bis 1% auf.
- d) Statistische Fehler bei der Bestimmung des Raumwinkelverhältnisses der Detektoren I und II (vgl. Fig. 1) von 1% beeinflussen u.a. wesentlich die Unsicherheit in der Bestimmung der Asymmetrien der Winkelverteilungen.
- e) Der Fehler, der durch unsymmetrischen Einfall des Strahls und durch Unsicherheit der Targetposition, wesentlich durch die Oberflächenbeschaffenheit des Targets bedingt, ergibt für die Asymmetrien eine zusätzliche Ungenauigkeit bis $\Delta W = \pm 0.01$ zusammen mit d) eine Ungenauigkeit $\Delta W = \pm 0.014$.

IV.2 Legendrepolynomanpassung der Winkelverteilungen

Um die statistischen Schwankungen der Einzelmesspunkte auszugleichen und um nicht nur einzelne Messpunkte unter konjugierten Winkeln θ und $\pi - \theta$ vergleichen zu können, wurden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/d\Omega(\theta)$ durch eine Entwicklungsfunktion $S(\theta)$ bezüglich des vollständigen Orthogonalensystems der Legendrefunktionen $P_L(\theta)$ angepaßt.

$$S(\theta) = \sum_{L=0}^{L_{\max}} c_L \cdot P_L(\cos \theta) \quad (4.1)$$

Die Asymmetrieverteilung läßt sich dann gemäß Gleichung (2.10) wiedergeben als

$$W(\theta) = \frac{S(\pi-\theta) - S(\theta)}{S(\pi-\theta) + S(\theta)} = \frac{\sum_{L=0}^{\infty} c_{2L+1} \cdot P_{2L+1}(\cos\theta)}{\sum_{L=0}^{\infty} c_{2L} \cdot P_{2L}(\cos\theta)} \quad (4.2)$$

Die die Winkelverteilung und den Betrag des Wirkungsquerschnitts charakterisierenden Entwicklungskoeffizienten c_L werden nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate bestimmt. Der Ausdruck

$$\begin{aligned} \chi^2 &= \frac{1}{N-L_{\max}^{-1}} \cdot \sum_{i=1}^N \left[d\sigma(\theta_i) / d\Omega_{\exp} - \sum_{L=0}^{L_{\max}} c_L \cdot P_L(\cos\theta_i) \right]^2 \cdot w(\theta_i) \\ &= \frac{1}{N-L_{\max}^{-1}} \cdot \sum_{i=1}^N d_i \cdot w(\theta_i) \end{aligned} \quad (4.3)$$

wird minimisiert. Es wird dabei über alle N Meßpunkte einer Winkelverteilung summiert, wobei diese mit dem Einzelmeßfehler $d\sigma/d\Omega(\theta_i)$ reziprok gewichtet werden

$$w(\theta_i) = (\Delta d\sigma/d\Omega(\theta_i))^{-2}. \quad (4.4)$$

Der Satz der ermittelten Entwicklungskoeffizienten charakterisiert die gemessenen Wirkungsquerschnitte. Entsprechend sind die statistischen Fehler durch die Fehler der Koeffizienten

$$(\Delta c_L) = ((d_i) - \mathcal{O}_{LL}^{-1})^{1/2} \quad (4.5)$$

zu charakterisieren. $\mathcal{O}^{-1}$ ist die invertierte Fehlermatrix (vgl. zu 61), der Spaltenvektor (d_i) enthält die Differenzquadrate aus

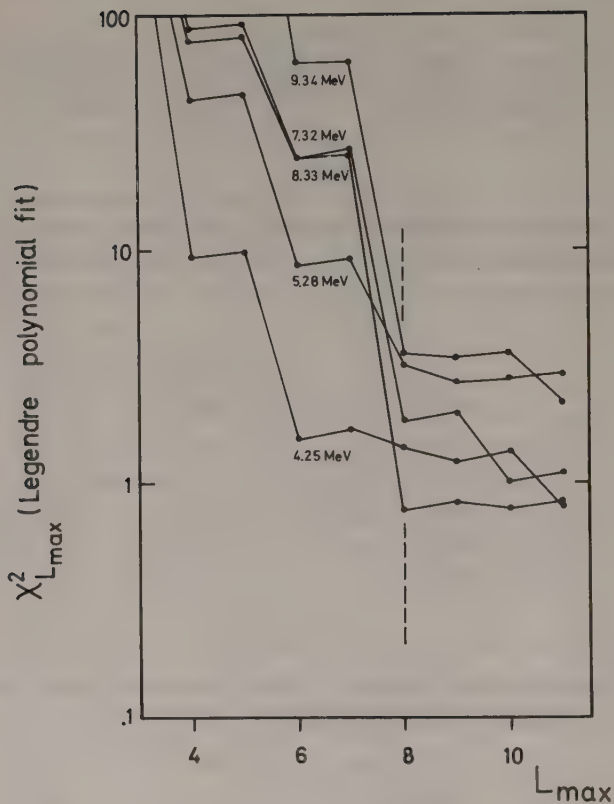


Fig. 8: Die Summe der Fehlerquadrate $\chi^2(L_{\max})$ der Legendre-polynomanpassung bei verschiedenen Winkelverteilungen in Abhängigkeit von der Ordnung der Anpassung $L_{\max}$.

(4.3). Die für die Asymmetriefunktion $W(\theta)$ angegebenen Fehlerfunktion $\Delta W(\theta)$ ergibt sich dann zu

$$(\Delta W(\theta))^2 = \sum_L \left(\frac{\partial W(\theta)}{\partial c_L} \right)^2 \cdot (\Delta c_L)^2. \quad (4.6)$$

Die Summe der Fehlerquadrate wird durch den Freiheitsgrad des Systems, die Zahl der Meßpunkte minus dem Freiheitsgrad der Entwicklung, dividiert. Das so definierte, dimensionslose χ^2 ist ein Maß für die Qualität der Anpassung. Die Ordnung der Entwicklung L wurde solange erhöht, bis die mit wachsendem L stark abfallende Funktion die Größenordnung 1, d.h. Abweichung der Anpassung von den Meßpunkten in der Größe der statistischen Fehler, oder ein relatives Minimum, erreicht hat. Dies ist bei allen Winkelverteilungen bei $L_{\max} = 8$ der Fall, bei der niederenergetischen Winkelverteilung bereits bei $L_{\max} = 6$ erreicht (vgl. Fig. 8). Bei Maximalwerten größer als $L = 8$ ändert sich χ^2 nur noch geringfügig, steigt aber wieder an, wenn sich die Ordnung der Legendrepolynom-Anpassung L der Zahl der Meßpunkte N ($= 20$ bis 25) nähert.

Eine Anpassung mit $L_{\max} = 4$ ergibt eine Verteilung mit einem Maximum bei 90° und den überall experimentell auftretenden zwei Minima. Bei $L_{\max} = 6$ werden die Lagen der Minima bezüglich des Winkels richtig beschrieben; aber erst bei $L_{\max} = 8$ werden die Details der Winkelverteilungen, insbesondere an den steilen Flanken in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung korrekt wiedergegeben. Bei der Hinzunahme des jeweiligen nächsthöheren ungeraden Legendrepolynoms ändert sich χ^2 nur sehr wenig, d.h. die ungeraden, asymmetrischen Anteile der Entwicklung sind klein gegen die geraden, wie es nach dem Barshay-Temmer-Theorem zu erwarten ist. Das bedeutet auch, daß die ungeraden Koeffizienten c_{2L+1} mit einem größeren relativen Fehler behaftet sind als die geraden Koeffizienten c_{2L} .

Die Werte der Entwicklungskoeffizienten der Winkelverteilungen dieser Arbeit und der bei niedrigen Energien von vorhergehenden Messung (No 74, Kl 72) sind mit einheitlicher

Vorzeichenkonvention in Tabelle A1 aufgeführt. Die in Fig. 9 dargestellten Koeffizienten c_L werden in (Kap. V) mit den Modellrechnungen, die einen Reaktionsablauf über Zwischenzustände im Compoundkern ${}^6\text{Li}$ für den Reaktionsmechanismus annehmen, approximiert.

Das energieabhängige Verhalten des c_2 -Koeffizienten (Fig.9.1) der in der Umgebung von $E_{\text{CM}} = 1.6 \text{ MeV}$, der ${}^6\text{Li}$ -Anregungsenergie $E_x = 17.4 \text{ MeV}$ entsprechend, ein Minimum aufweist, ist resonanzartig, während die anderen geraden Koeffizienten der Legendre-Entwicklung mehr oder weniger monoton mit der Energie ansteigen. Für den $L = 4$ -Koeffizienten deutet sich am Ende des ausgemessenen Bereiches ein Maximum an.

Während die geraden Koeffizienten c_{2L} den symmetrischen Anteil der Winkelverteilungen repräsentieren, sind die ungeraden Koeffizienten c_{2L+1} der Legendrepolynomanpassung für die Asymmetrien der Winkelverteilungen verantwortlich (vgl. (2.16), (4.2)). Die ungeraden Koeffizienten c_1 und c_3 werden im wesentlichen mit der Energie immer negativer, zeigen jedoch engere und weniger ausgeprägte Resonanzstrukturen als zum Beispiel der langsam mit der Energie veränderliche Koeffizient zweiter Ordnung. Die Koeffizienten c_5 und c_7 fluktuieren sehr stark mit der Energie. Allerdings sind die relativen Fehler der auf c_0 normierten Größen jedoch auch wesentlich größer als die beiden der dem Betrage nach größeren Koeffizienten erster und dritter Ordnung.

IV.3 Anregungsfunktionen und Maximale Asymmetrie

Aus den Legendrepolynomanpassungen der Winkelverteilungen lassen sich leicht Wirkungsquerschnitte bei den Zwischenwinkeln ablesen, bei denen nicht gemessen wurde. So wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt bei 90° - Nulldurchgang der ungeraden Legendrepolynome - und bei 10° aufgetragen (Fig.11c,d).

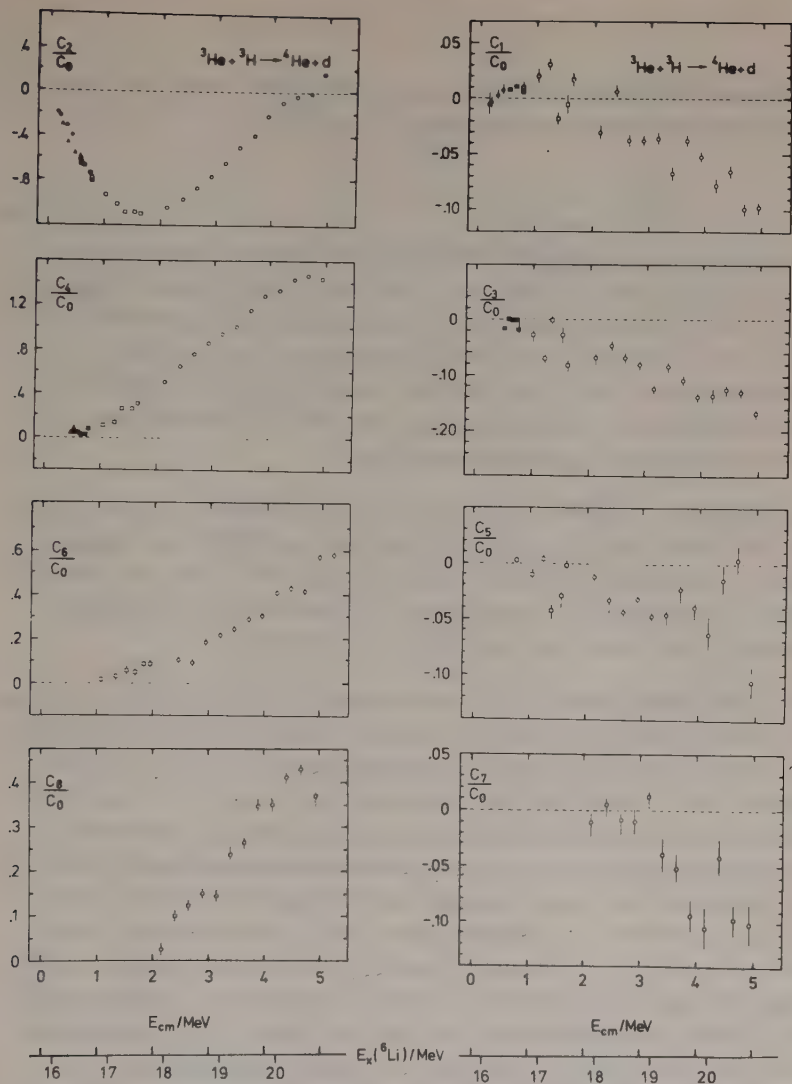


Fig. 9: Die Koeffizienten c_L aus der Legendrepolynom-anpassung der Winkelverteilungen in Fig. 5 und der anderer Autoren, normiert auf c_0 , in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie im Eingangskanal, bzw. von der Anregungsenergie E_x im Compoundkern ^6Li .

Legende für die Daten verschiedener Autoren:

- Qu 73; No 74 ▲ Kü 63 ■ Ki 70
- K1 72; Wa 72 ○ eigene Messungen

Der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{tot}}(E)$ ergibt sich aus den $L = 0$ -Koeffizienten der Anpassung (Fig. 11b).

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi \cdot c_0 \quad (4.7)$$

Unter der maximalen Asymmetrie $W_{\text{max}}(E)$ sind die dem Betrage nach größten Abweichungen der jeweiligen Winkelverteilungen aufgetragen. Das Vorzeichen ist durch die Phasenkonvention (Kap. II) festgelegt. Die Wirkungsquerschnitte aus den Umkehrreaktionen sind unter der Berücksichtigung des Prinzips des detaillierten Gleichgewichts auf die in dieser Arbeit gewählte Reaktionsrichtung umgerechnet.

Die negativen Werte für W_{max} bei $E_{\text{CM}} = 2.31$ und 7.1 MeV sind aus den Messungen und DWBA-Analyse von unvollständig gemessenen Winkelverteilungen zwischen 45 und 135° (Gr 72) entnommen. Sie stehen im Widerspruch zu den hier vorgelegten Meßdaten, die eine exaktere Angabe ermöglichen.

Die Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte in den Anregungsfunktionen $d\sigma/d\Omega(90^\circ)$ und $d\sigma/d\Omega(10^\circ)$ bzw. σ_{tot} erfolgte bei den verschiedenen Autoren unterschiedlich. Kim (Ki 70) und Wagner (Kl 72) führten die Messungen mit einem Tritiumstrahl und einem ^3He -Gastarget durch und erhielten die absoluten Wirkungsquerschnitte durch Bestimmung der Targetdicke über den Gasdruck und durch Messung und Integration des Strahlstroms. Es wurde ein Gesamtfehler von $\pm 30\%$ angegeben. Die auch in Fig. 11 b,c eingetragenen relativen Fehler sind allerdings kleiner. Die in dieser Arbeit vorgelegten Absolutwerte resultieren aus der Normierung auf die Daten der elastischen Streuung von Bacher et al. (Ba 68). Dort erfolgte die Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte durch Messung des Gasdrucks im Tritium-Gastarget und durch Messung des Wirkungsquerschnitts der Rückstoßprotonen in Verbindung mit der bekannten Zusammensetzung der Wasserstoffisotope im Targetgas. Die Fehler der absoluten Wirkungsquerschnitte sind mit 2.5% erstaunlich niedrig angegeben. Einflüsse der hochenergetischen

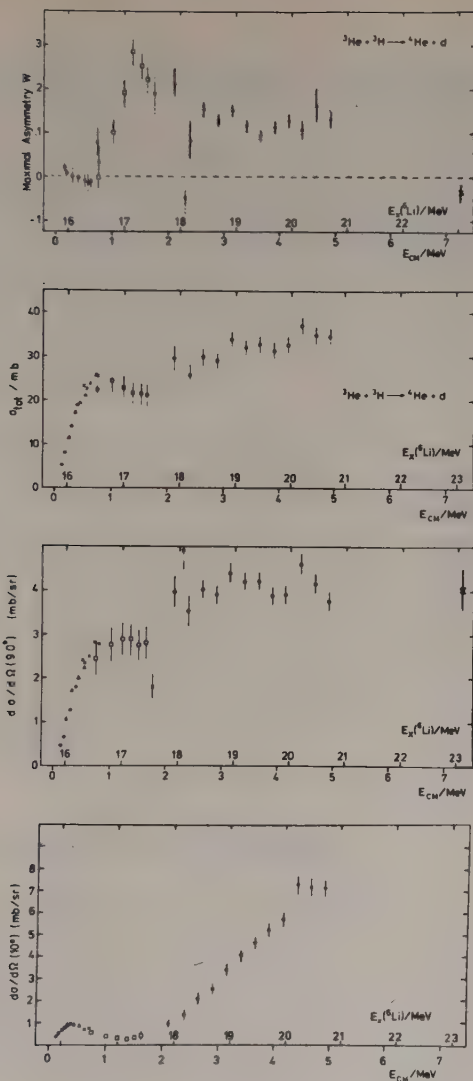


Fig. 11 a-d: Vergleichende Anordnung von Anregungsfunktionen der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, \text{d}){}^4\text{He}$, a) Maximale Asymmetrie $W_{\text{max}}(E)$, b) Totaler Wirkungsquerschnitt σ_{tot} , c) Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/d\Omega(90^\circ)$ und d) $d\sigma/d\Omega(10^\circ)$. Legende siehe Fig. 9.

Projektile auf lokalen Druck und Temperatur in einem Gastarget sind bisher ungenügend geklärt. Soweit vergleichbar, decken sich die Messungen von Bacher mit den Streumessungen von Ivanovic et al. (Iv 68) oberhalb 5 MeV bis auf ca 10%, unterhalb dieser Energie liegen die letztgenannten Daten um ein Drittel höher als die zur Normierung verwendeten.

V. Modelle für die Reaktion ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \rightleftharpoons {}^4\text{He} + \text{d}$

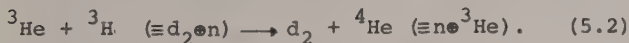
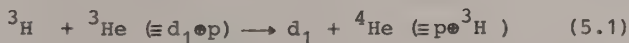
Die Winkelverteilungen, Asymmetrien und Wirkungsquerschnitte der Barshay-Temmer Reaktion, die das Masse-3-Isospinmultiplett angehen, können durch ein Compoundkernmodell mit der Annahme der Mischung von Zwischenzuständen verschiedenen Isospins und verschiedener Parität im ${}^6\text{Li}$ verstanden werden (Ki 70, Mu 71, No 73). Einige Winkelverteilungen und Asymmetrien bei höheren Energien wurden durch DWBA-Rechnungen analysiert (Gr 70, Ri 70b, Gr 72, We 74, Ba 74).

Die Abweichungen von der Symmetrie der Winkelverteilungen sollten bei Vorliegen einer direkten Reaktion in anderer Weise in Erscheinung treten als in einer Compoundkernreaktion. Im folgenden werden deshalb zwei verschiedene Modelle, eines für eine direkte und eines für eine Compoundkernreaktion, anhand der existierenden Daten überprüft, bzw. die Daten mit den Modellen analysiert. Insbesondere werden die innerhalb der Modelle ableitbaren Vorstellungen über Stärke und Energieveränderlichkeit der Asymmetriefunktion $W(\theta)$ mit den Experimenten verglichen.

V.1 DWBA-Beschreibung der Reaktion

V.1.1 DWBA-Modell in "Zero Range"-Näherung

Bei der Beschreibung der Reaktion ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \longrightarrow {}^4\text{He} + \text{d}$ als direkte Reaktion gibt es zwei Möglichkeiten von dem einen zum anderen Kanal zu gelangen (Fig. 12). Das ist einmal möglich durch den Transfer eines Protons von ${}^3\text{He}$ zum Triton, bzw. durch den Transfer eines Neutrons vom Triton zum ${}^3\text{He}$:



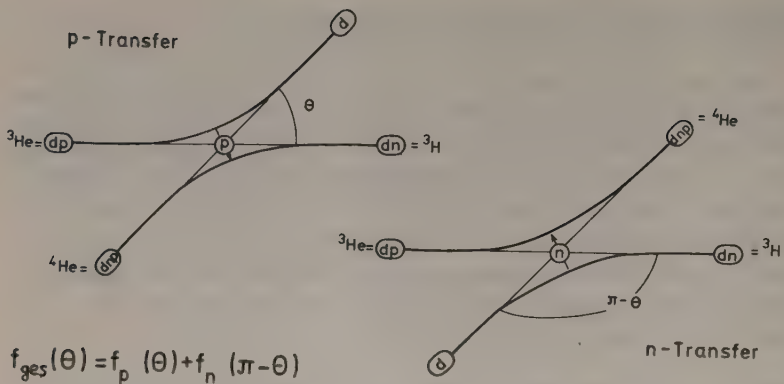


Fig. 12: Diagramm der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, d){}^4\text{He}$ als Transferreaktion, beschrieben als kohärenter Prozeß von Protonen- und Neutronentransfer.

Diese beiden Prozesse sind wegen der experimentell ununterscheidbaren Deuteronenrümpfe d_1 und d_2 des abgestreiften ${}^3\text{He}$ bzw. ${}^3\text{H}$ bei der Berechnung der Reaktionsamplitude und des Wirkungsquerschnitts kohärent zu addieren.

$$f_{\text{ges}}(\theta) = f_p(\theta) + f_n(\pi - \theta) \quad (5.3)$$

Dabei beschreibt die Reaktionsamplitude f_p den Protonentransfer, bzw. f_n den Neutronentransfer, und es tritt einmal das Deuteron d_1 bzw. einmal das Deuteron d_2 im Ausgangskanal auf.

In der "Zero Range"-Näherung für die DWBA-Reaktionsamplitude ergibt sich (vgl. Ri 70b):

$$\begin{aligned} f_{\text{ges}}(\theta) &= S_p^{1/2} D_{dp} \left\langle \chi_{{}^3\text{He}{}^3\text{H}} \left(\frac{m_{{}^3\text{He}}}{m_{{}^4\text{He}}} \vec{r} \right) F_p(\vec{r}) \chi_{d{}^4\text{He}}(\vec{r}) \right\rangle \\ &+ S_n^{1/2} D_{dn} \left\langle \chi_{{}^3\text{He}{}^3\text{H}} \left(\frac{m_{{}^3\text{H}}}{m_{{}^4\text{He}}} \vec{r} \right) F_n(\vec{r}) \chi_{d{}^4\text{He}}(-\vec{r}) \right\rangle \quad (5.4) \\ &\equiv \Lambda_p^{1/2} g_p(\theta) + \Lambda_n^{1/2} g_n(\pi - \theta) \quad (5.5) \end{aligned}$$

Die beiden Faktoren D_{dp} und D_{dn} , die in der Nullreichweite-Näherung absepariert werden können, enthalten neben kinematischen Größen der Reaktion, die ihnen entsprechenden Separationsenergien SE der beiden kohärenten Transferprozesse (5.1,2), die sich unterscheiden. Es besteht die Proportionalität

$$D \sim SE^{1/4} . \quad (5.6)$$

Die Funktion F_p und F_n sind die Formfaktoren der gebundenen Zustände im Ausgangskanal ${}^3\text{He}p$ bzw. ${}^3\text{He}n$, ein am ${}^3\text{H}$ gebundenes Proton bzw. ein am ${}^3\text{He}$ gebundenes Neutron. Für den Drehimpulstransfer der Reaktion wurde jeweils reiner $l = 0$ -Transfer angenommen, da die Nukleonen aller bei der Reaktion beteiligten Kerne die $1s$ -Schale bevölkern. Die Streuwellen $\chi_{{}^3\text{He}{}^3\text{H}}$ und $\chi_{d\alpha}$ ergeben sich aus der Parametrisierung der Streudaten für den Ein- und Ausgangskanal nach dem Optischen Modell.

Nach obiger Formulierung ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Deuteronen

$$\sigma_d(\theta) = \Lambda_p \cdot \left[|g_p(\theta)|^2 + R^2 |g_n(\pi-\theta)|^2 + 2R \operatorname{Re}\{g_p(\theta) \cdot g_n(\pi-\theta)\} \right] \quad (5.7)$$

mit $R = (\Lambda_n/\Lambda_p)^{1/2}$.

Analog gilt

$$\sigma_\alpha(\theta) = \sigma_d(\pi-\theta) = \Lambda_p \cdot \left[|g_p(\pi-\theta)|^2 + R^2 |g_n(\theta)|^2 + 2R \operatorname{Re}\{g_p(\pi-\theta) \cdot g_n(\theta)\} \right], \quad (5.8)$$

Für die Asymmetrie $W(\theta)$ ergibt sich damit entsprechend der Vorzeichenkonvention (2.10)

$$\begin{aligned} W(\theta) &= \{\sigma_\alpha(\theta) - \sigma_d(\theta)\} / \{\sigma_\alpha(\theta) + \sigma_d(\theta)\} \\ &= \left[\{|g_p(\pi-\theta)|^2 - |g_p(\theta)|^2\} - R^2 \{|g_n(\pi-\theta)|^2 - |g_n(\theta)|^2\} \right. \\ &\quad \left. + 2R \operatorname{Re}\{g_p(\pi-\theta) \cdot g_n(\theta) - g_p(\theta) \cdot g_n(\pi-\theta)\} \right] / \{\sigma_\alpha(\theta) + \sigma_d(\theta)\}. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Für den Fall, daß Formfaktorunterschiede in F_p und F_n nicht zu der Reaktion beitragen (vgl. 5.4, 5.5), gilt

$$g_p(\theta) = g_n(\pi-\theta) \quad , \quad (5.10)$$

d.h. die Asymmetrie reduziert sich auf

$$\begin{aligned} W(\theta) &= \Delta_p (1-R^2) \{ |g_n(\theta)|^2 - |g_p(\theta)|^2 \} / [\sigma_\alpha(\theta) + \sigma_d(\theta)] \\ &= \frac{R-1}{R+1} \frac{|g_p(\pi-\theta)|^2 - |g_p(\theta)|^2}{|g_p(\pi-\theta)|^2 + |g_p(\theta)|^2} \quad (5.11) \end{aligned}$$

Der Quotient $(R-1)/(R+1)$ ist energie- und winkelunabhängig und ändert sein Vorzeichen nicht. Wenn das Verhältnis $|g_p(\pi-\theta)|^2 / |g_p(\theta)|^2$ bekannt ist, läßt sich das Vorzeichen der Asymmetrie W voraussagen.

Die Asymmetrie einer Winkelverteilung läßt sich in dem "Zero Range" DWBA-Modell also auf die unterschiedlichen Formfaktoren, die in den Amplituden g_p bzw. g_n enthalten sind, sowie auf die unterschiedlichen Separationsenergien SE und spektroskopischen Faktoren der beiden kohärenten Prozesse zurückführen.

V.1.2 DWBA-Analyse

Es wurde versucht mit der DWBA die absolute Größe und die Verteilung der Wirkungsquerschnitte der Reaktion (2), sowie die mittlere Größe der Asymmetrien und deren Winkelverteilungen, zu reproduzieren. Das für die Rechnungen verwendete Rechenprogramm folgt der Notierung von Gibbs et al. für Strippingreaktionen (Gi 64, To 61).

Als Eingangsgrößen für die Berechnung der Streuwellen wurden Optische Potentiale für die elastischen Streudaten der beiden Reaktionskanäle, die in Tabelle 1 aufgeführt sind, verwandt. Diese Potentialparameter sind durch Anpassung der aus ihnen errechenbaren Streuquerschnitte an die experimentellen der Autoren (Er 63, Ba 68) mit einem Parametervariationsprogramm gewonnen. Andere angegebene Potentials (Gr 72, Ri 70b), die zur Berechnung von Winkelverteilungen bei höheren Energien verwendet wurden, erwiesen sich zum Teil als unbrauchbar.

Tabelle 1: Potentialparameter für die elastische Streuung.
Formfaktor Saxon-Woods $f(r) = (1 + \exp((r - r_0)/a))^{-1}$.

	V_0 MeV	r_0 fm	a_0 fm	W_i MeV	r_i fm	a_i fm	W_D MeV	r_C fm
$^3\text{He} + ^3\text{H}$	114-.75E	1.40	.20	0	1.20	.10	0-2	1.4
$^4\text{He} + d$	86.9	1.01	.70	3.73	1.75	1.33	0	1.36

Die Absorbtion der $^3\text{He} + ^3\text{H}$ - Potentiale ist nur sehr gering. Das reele Potential $V(r)$ allein beschreibt die Winkelverteilungen der elastischen Streuung hier schon recht gut. Die Energieveränderlichkeit und der Spin-Bahn-Anteil des $\alpha + d$ - Potentials wurden vernachlässigt.

Die Wellenfunktion des transferierten Nukleons im gebundenen Zustand wurde als $^3\text{He}n$ - beziehungsweise $^3\text{He}p$ -Wellenfunktion zunächst im Oszillatormodell berechnet. Die Annahme der extremen Clusterung des Viernukleonensystems ist hinreichend, um den Verlauf der Wellenfunktionen im Bereich der Kernoberfläche und im Außenraum richtig zu beschreiben. Die s-Wellen-

funktion wurde gemäß experimentellen Werten aus der elastischen Elektronenstreuung für den rms-Radius bzw. für die Oszillatorbreite gewonnen (Ho 63, Gl65, Bo 74).

Die in dem verwendeten DRC-Code vorhandenen Unterprogramm zur Lösung der Schrödingergleichung für gebundene Zustände benutzt Saxon-Woods-Potentiale. Die geschlossen berechneten Oszillatorwellenfunktionen wurden durch Saxon-Woods-Wellenfunktionen approximiert.

Die für die Oszillatorwellenfunktionen verwendeten Parameter waren

$$\begin{aligned} \langle r^2 \rangle^{1/2} &= 1.61 \text{ fm und} \\ \eta &= \frac{3}{8} \langle r^2 \rangle^{-1/2} = .233 \text{ fm}^{-1} \end{aligned} \quad (5.12)$$

Die Oszillator-s-Wellenfunktion, die bei dem vorliegenden $l = 0$ -Transfer benötigt wird, hat die Form

$$\begin{aligned} \phi_{l=0}^{\text{OSZ}}(vr^2) &= (16v^3/\pi)^{+1/4} \exp(-vr^2/2) \\ \text{mit} \quad v &= 6\eta^2 \end{aligned} \quad (5.13)$$

Zum Saxon-Woods-Potential der Tiefe $V_0 = 53.5 \text{ MeV}$, mit dem Radius $r_0 = 1.80 \text{ fm}$ und der Diffusenness $a_0 = .60 \text{ fm}$ gehört eine ihr vergleichbare s-Wellenfunktion mit der ${}^3\text{Heon}$ -Separationsenergie als Eigenwert. Für die Berechnung des ${}^3\text{Heop}$ -Formfaktors wurde das Coulombpotential zu dem für den ${}^3\text{Heon}$ -Formfaktor verwendeten Potential hinzuaddiert. Sie unterscheiden sich nur geringfügig (vgl. Fig. 13); F_p beschreibt aufgrund der repulsiven Wirkung der Coulombkraft im Kerninneren eine etwas geringere Dichte als F_n (0.4%). Erst bei $r = 8 \text{ fm}$ erreicht der relative Unterschied der beiden Formfaktoren 5%.

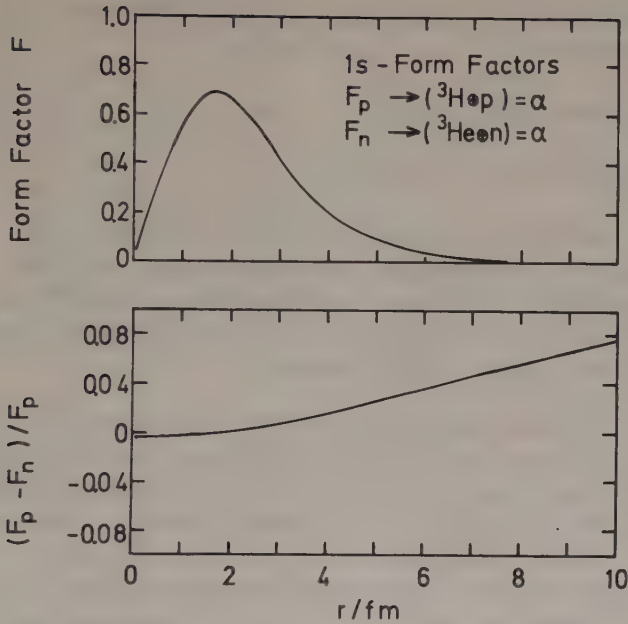


Fig. 13: Formfaktoren F_p und F_n der gebundenen Zustände ${}^3\text{H}\phi p$ bzw. ${}^3\text{He}\phi n$ mit den entsprechenden Separationsenergien SE als Eigenwert.
 Das untere Bild zeigt die relative Differenz der beiden Formfaktoren.

Aus den Separationsenergien

$$SE_{dp} = 5.493 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad SE_{dn} = 6.257 \text{ MeV} \quad (5.14)$$

ergibt sich das empfindlich von 1 abweichende Verhältnis

$$D_{dp}/D_{dn} = .968 \quad \text{und} \quad \Lambda_p/\Lambda_n = .937 \quad (5.15)$$

Die Bindungsenergie der gebundenen Zustände ${}^3\text{He}_{\text{ep}}$ bzw. ${}^3\text{He}_{\text{en}}$ beträgt

$$\text{BSE}({}^3\text{He}_{\text{ep}}) = 19.814 \text{ MeV} \quad \text{und} \quad (5.16)$$

$$\text{BSE}({}^3\text{He}_{\text{en}}) = 20.578 \text{ MeV}.$$

Die geringen Formfaktorunterschiede lassen erwarten, daß Asymmetrien in den Winkelverteilungen, berechnet nach dem vorgestellten Modell, von den unterschiedlichen Separationsenergien SE und eventuell von den unterschiedlichen Bindungsenergien BSE wesentlich bestimmt werden.

Mit den hier verwendeten Potentialen für die Streuwellen im Ein- und Ausgangskanal $\chi_{3\text{He}3\text{H}}$ und $\chi_{\text{d}\alpha}$ und für die Berechnung der Formfaktoren F_{p} und F_{n} konnte die DWBA-Analyse bei hohen Energien die Form der Winkelverteilungen qualitativ wiedergeben (Fig. 14). Die Lage der Minima in den berechneten Kurven entspricht der Lage der experimentellen Minima. Die berechneten Asymmetrien unter $\theta = 0^\circ$ sind durchgehend positiv und entsprechen den experimentellen Werten in dem oberhalb 4 MeV ${}^3\text{He}$ -Energien untersuchtem Energiebereich größenordnungsmäßig.

In der Abbildung der Winkelverteilungen (Fig. 14) sind die berechneten Wirkungsquerschnitte relativ wiedergegeben und den über die Legendrepolynomannpassung extrahierten experimentellen Werten bei 0° und 180° angepaßt, um die Form der experimentellen und berechneten Winkelverteilungen besser vergleichen zu können. Es fällt auf, daß die Minima der berechneten Verteilungen zu tief ausfallen. Das berechnete Verhältnis des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei 0° zu dem bei 90° wird in Fig. 15 mit dem entsprechenden Verhältnis der experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Energien verglichen. Es besteht keine Übereinstimmung. Das berechnete Verhältnis $\sigma(0^\circ)/\sigma(90^\circ)$ ändert sich viel schwächer mit der Energie als das experimentelle.

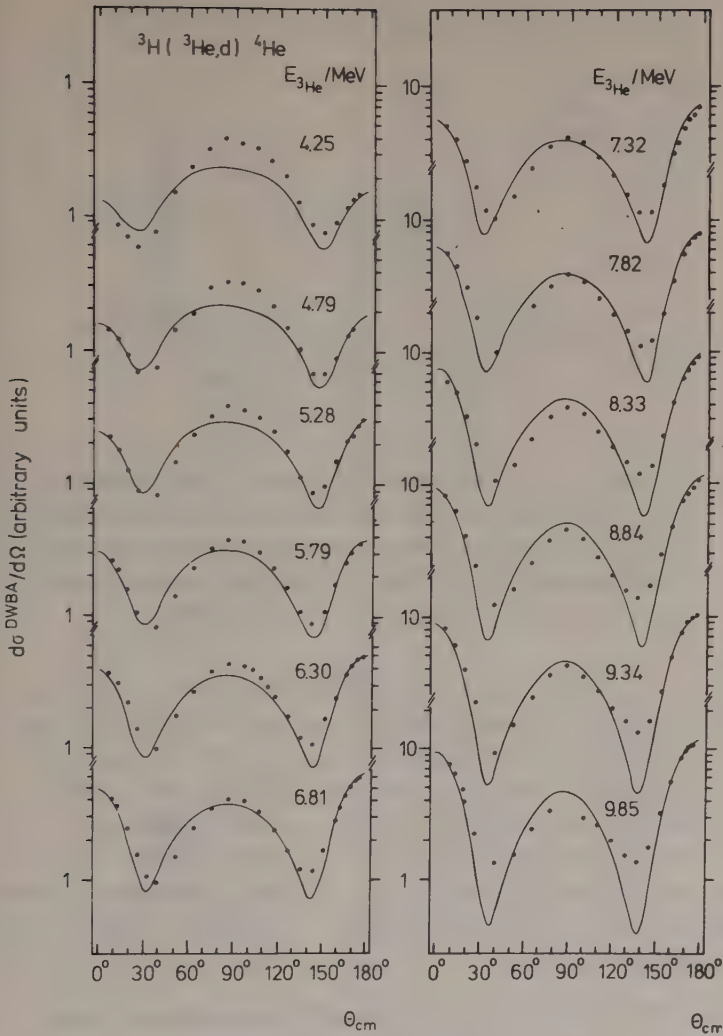


Fig. 14: DWBA-Berechnungen der Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, \text{d}){}^4\text{He}$ in relativen Einheiten. Die DWBA-Wirkungsquerschnitte bei 0° und 180° sind den experimentellen Werten gemittelt angepaßt.

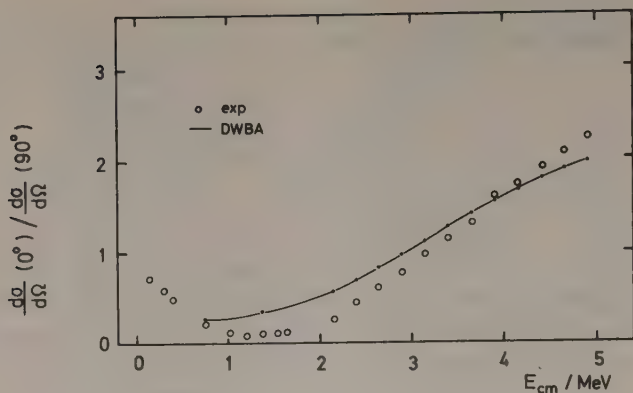


Fig. 15: Verhältnis der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei $\theta = 0^\circ$ und 90° in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Vergleich der DWBA-Rechnungen mit den experimentellen Werten, die aus der Legendreanpassung der Winkelverteilungen resultieren.

Der direkte Vergleich der Wirkungsquerschnitte bei $\theta = 0$ und bei 90° mit den berechneten DWBA-Wirkungsquerschnitten in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie E_{CM} zeigt in beiden Fällen (Fig. 16, 17) keinerlei Übereinstimmung. Das gleichmäßige Verhalten der DWBA-Wirkungsquerschnitte kann das strukturierte und schwellenähnliche Energieverhalten der experimentellen Wirkungsquerschnitte nicht wiedergeben. Außerdem sind die berechneten Werte generell um einen Faktor 2 bis 4 zu klein.

Die Asymmetrieverteilungen aus den DWBA-Berechnungen geben im Mittel die experimentellen Verteilungen, abgesehen von den auftretenden Resonanzen, wieder. Die bei $E(^3\text{He}) = 8.33$ MeV berechnete, in Fig. 18 wiedergegebene Asymmetrie $W(\theta)$, ändert sich bei anderen Energien in dem betrachteten Bereich nur wenig. Die gestrichelte Kurve in Fig. 18 zeigt die Asymmetrie einer Winkelverteilung, die sich durch Addition der DWBA-

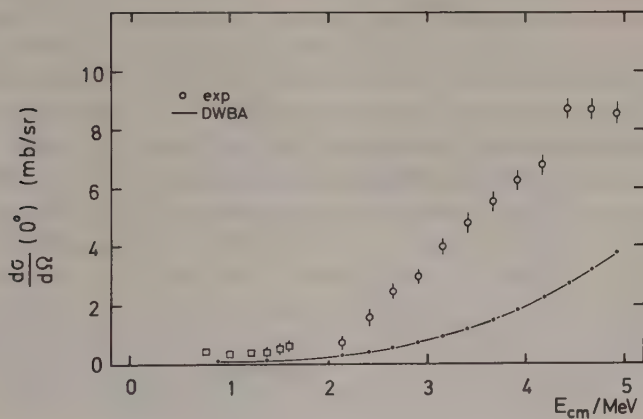
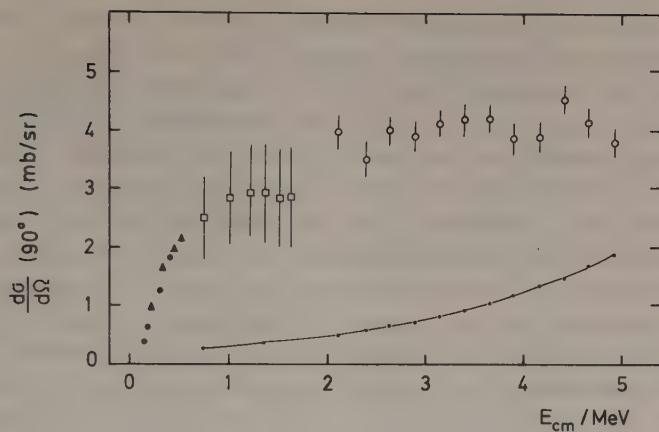


Fig. 16, 17: DWBA-Wirkungsquerschnitte bei O^0 und bei 90° im Vergleich mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten. Legende der Meßpunkte: vgl. Fig. 9.

Winkelverteilungen bei $E(^3\text{He}) = 8.33 \text{ MeV}$ und einer isotropen Winkelverteilung ergibt. Dieser Anteil soll einen zur direkten Reaktion inkohärent verlaufenden Compoundkernmechanismus der Reaktion charakterisieren. Der Einfachheit halber ist dieser isotrop angesetzt, was unter genauer erläuterten Voraussetzungen erlaubt ist (Kap. V.2). Der zusätzliche isotrope Anteil ist so bemessen, daß die Tiefe der Minima in der Winkelverteilung der experimentellen Tiefe der Minima entspricht. Dadurch kommt eine Abschwächung der Form der Asymmetrieverteilungen in dem den Minima entsprechenden Winkelbereich zustande, die die berechneten Verteilungen der Asymmetrien den experimentellen Verteilungen ähnlicher werden läßt. Wenn auch die Stärke der Asymmetrie unter 0° dem experimentellen Wert vergleichbar ist, so kann die Form der Asymmetriefunktion $W(\theta)$, insbesondere der durch die Interferenz der beiden Amplituden g_p und g_n (vgl. 5.5, 5.11) fixierte Nulldurchgang durch das Experiment nicht bestätigt werden (vgl. Fig. 6).

In Fig. 19 sind die berechneten Werte der Asymmetrien unter null Grad $W(\theta=0^\circ)$ gegen die aus den Legendrepolynomanpassungen gewonnenen experimentellen Werte aufgetragen. Die DWBA-Asymmetrien der Winkelverteilungen in Fig. 14 geben oberhalb 2.5 MeV Schwerpunktsenergie das richtige Vorzeichen und die absolute Größe im Mittel wieder. Zu niedrigeren Energien fallen die berechneten 0° -Asymmetrien ab und haben bei $E_{\text{CM}} = 1.66 \text{ MeV}$ einen Vorzeichenwechsel. Auch dieser Nulldurchgang ist eindeutig bestimmt durch die Interferenz der Reaktionsamplituden. Die Experimente zeigen aber bei allen untersuchten Energien positive Werte für $W(\theta=0^\circ)$.

Unterhalb 2.5 MeV können die gemessenen Asymmetrien, die bei $E_{\text{CM}} \approx 1.4 \text{ MeV}$ ihr Maximum haben, nicht durch die DWBA-Analyse erklärt werden. Ein direkter Prozeß scheint, wenn überhaupt, nur oberhalb 2.5 MeV für die Asymmetrien der Winkelverteilungen der Reaktion mit verantwortlich zu sein.

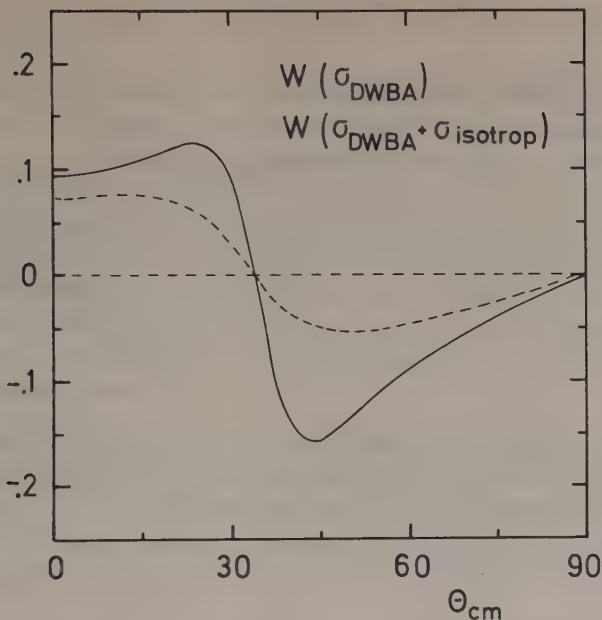


Fig. 18: Asymmetrie $W(\theta)$ der DWBA-Winkelverteilung der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, d){}^4\text{He}$ bei $E({}^3\text{He}) = 8.33$ MeV. Die gestrichelte Kurve zeigt die Asymmetrie der Summenverteilung, die sich durch Addition der DWBA-Winkelverteilung und einer isotropen Winkelverteilung, die einen Compoundkernanteil repräsentieren soll, ergibt.

Die innerhalb des DWBA-Modells für die Asymmetrien verantwortlichen Effekte sind in Fig. 20 verdeutlicht. Bei Verwendung der experimentell gegebenen Werte für die Bindungs- und Separationsenergien und der transferierten Ladung (vgl. Gleichung 5.14, 5.16) ergibt sich die durchgezogene Linie a. Sie erreicht fast die Asymmetriewerte der Kurve b, bei deren Berechnung sowohl die transferierte Ladung als auch die Energie der gebundenen Zustände im Ausgangskanal für die beiden kohärenten Prozesse gleichgesetzt sind. Dort wird die Asymmetrie allein durch die unterschiedlichen dp- bzw. dn-Separationsenergien bestimmt. Das ${}^3\text{H}$ -p-Coulombpotential bringt über den Formfaktor F_p (vgl. Fig. 13) nur einen wesent-

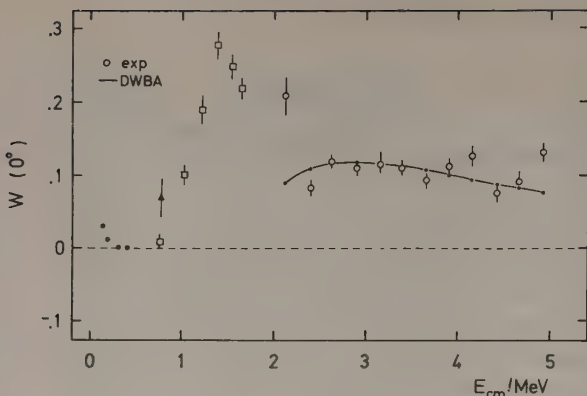


Fig. 19: Asymmetrien der Reaktion ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow \text{d} + {}^4\text{He}$ unter $\theta = 0^\circ$. Im Vergleich dazu die aus den DWBA-Winkelverteilungen resultierenden Werte.

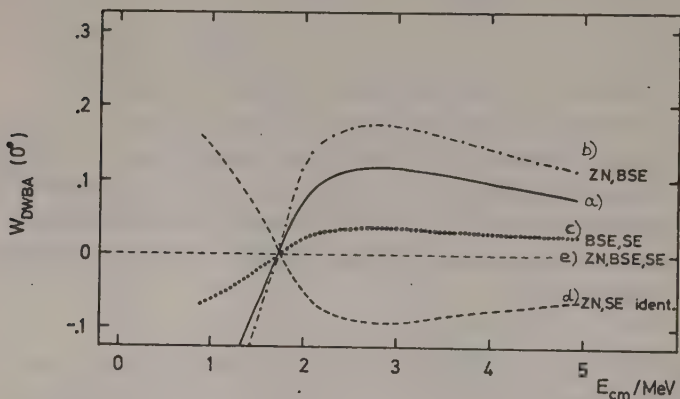


Fig. 20: Asymmetrien der Reaktion unter 0° aus DWBA-Berechnungen, bei Veränderung der ${}^3\text{He}$ - bzw. der ${}^3\text{H}$ -Bindungsenergien BSE, der dp- bzw. der dn-Separationsenergie SE und der Ladung des transferierten Nukleons ZN. Die durchgezogene Linie zeigt

- a) die Berechnungen bei Verwendung der experimentell gegebenen Werte (5.14, 5.16)
- b) ZN, BSE identisch, SE experimentell gegebene Werte
- c) BSE, SE identisch, ZN experimentell gegebene Werte
- d) ZN, SE identisch, BSE experimentell gegebene Werte
- e) ZN, BSE, SE identisch.

lich kleineren Beitrag zur Asymmetrie (vgl. Kurve 20 c). Für den Fall e ergibt sich trivialerweise keine Asymmetrie. Die Kurve d, in der die Asymmetrie von den unterschiedlichen Bindungsenergien BSE im ${}^4\text{He}$ bestimmt wird, ist das Vorzeichen negativ. Den größten und entscheidenden Beitrag zur Asymmetrie liefert offensichtlich die Differenz der Separationsenergien SE_{dp} und SE_{dn} , ausgedrückt durch das Verhältnis R in Gleichung (5.11). Das ist im Einklang mit den Ergebnissen aus Finite Range DWBA-Rechnungen (We 74) für höhere Einschußenergien.

Die DWBA-Rechnungen können die Form der Winkelverteilungen und die Größenordnung der Asymmetrien in dem Bereich zwischen 2 und 5 MeV Schwerpunktsenergie zum Teil wiedergeben, aber nicht die Details der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts und der Asymmetrie.

V.2 Isospinmischung über Zwischenzustände im Compoundkern ${}^6\text{Li}$

Die resonanzartige Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte (Fig. 11a-d) und insbesondere die der maximalen Asymmetrie $W_{\text{max}}(\theta)$ (Fig. 11d) und der Asymmetrieverteilungen (Fig. 6) läßt sich mit einem direkten Reaktionsmodell nicht erklären. Vielmehr ist zu vermuten, daß die kohärente Anregung von zwei oder mehr Zuständen verschiedenen Isospins im Compoundkern ${}^6\text{Li}$ als wesentlicher Mechanismus für das Auftreten der starken Asymmetrie zugrunde liegt. Zunächst wird im folgenden ein Modell für die Mischung der gleichzeitigen Anregung zweier Zustände zur Beschreibung von Winkelverteilungen und Asymmetrien für die Reaktion erläutert und angewendet (No 73, Mu 71).

V.2.1 Modell für die Mischung von zwei Übergängen über Zwischenzustände verschiedenen Isospins

Zwei Zustände a und b, die aufgrund ihrer relativen Breite, $\Gamma \gtrsim D$, überlappen, werden durch die Reaktion gleichzeitig angeregt und die zugehörigen Reaktionsamplituden interferieren.

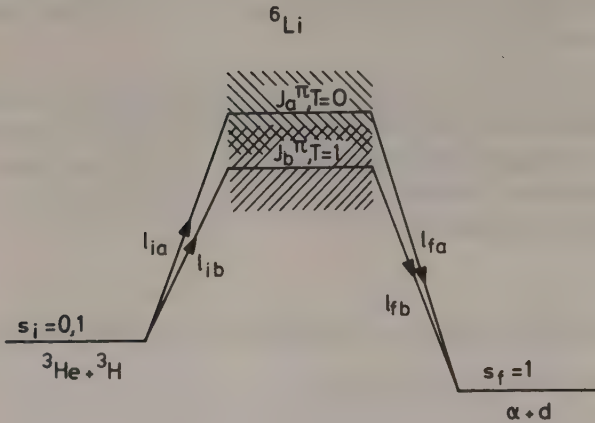


Fig. 21: Reaktionsschema für die kohärente Anregung im Compoundkern.

Ausgehend vom Kanalspin s_i im Eingangskanal - für ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$ ist die Kopplung zu $s_i = 0$ und 1 möglich - und dem relativen Bahndrehimpuls l_{ia} und l_{ib} werden die Zustände a und b mit den Spin-, Paritäts- und Isospinquantenzahlen J_a^π, T_a bzw. J_b^π, T_b gebildet (vgl. Fig. 21). Formal symmetrisch dazu verläuft der Zerfall in den Ausgangskanal mit dem Spin $s_f = 1$ über den relativen Bahndrehimpuls l_{fa} bzw. l_{fb} . Im Folgenden wird zur Kennzeichnung von Übergängen, Interferenztermen und zugehörigen Intensitäten und Phasen die folgende Symbolik mit dem in diesem Abschnitt bereits genannten

Quantenzahlen verwendet

$$s_i^T [\ell_i, J^\pi, \ell_f] s_f .$$

Die Form der Winkelverteilung einer Compoundkernreaktion, die über einen reinen Zustand J^π, T im Compoundkern verläuft wird dann wiedergegeben durch die Verteilung

$$w_a(\theta) = \sum_L a_L P_L(\cos\theta) \quad (5.17)$$

mit den dimensionslosen Koeffizienten

$$a_L = F_L^O(\ell_i, s_i, J, 0, 0) \cdot F_L^O(\ell_f, s_f, J, 0, 0) , \quad (5.18)$$

die die Kopplung der beteiligten Drehimpulse beschreiben. Die benutzten F -Koeffizienten F_L^O stehen mit den in Ref. (Bi 53) tabulierten Koeffizienten F_L über

$$F_L^O = \frac{2 \cdot \ell_i \cdot (\ell_i + 1)}{2 \cdot \ell_i \cdot (\ell_i + 1) - L(L+1)} \cdot F_L(\ell_i, s_i, J, 1, -1) \quad (5.19)$$

in Verbindung. Die ungeraden Koeffizienten a_L sind bei einem reinen Übergang alle gleich Null. Es bleiben ausschließlich die geraden Legendrefunktionen übrig und führen zu einer zu 90° symmetrischen Winkelverteilung, was im Einklang mit den Forderungen aus dem Barshay-Temmer Theorem steht.

Bei gleichzeitiger Anregung der beiden Zustände a und b ergibt sich für die Berechnung der Winkelverteilungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts folgende Formel

$$d\sigma(\theta)/d\Omega = I_a w_a(\theta) + I_b w_b(\theta) + 2 \sqrt{I_a I_b} \cos\varphi w_{ab}(\theta) \quad (5.20)$$

d.h. eine gemäß den Intensitäten I_a und I_b gewichtete Summe aus den Winkelverteilungen der reinen Übergänge w_a und w_b und dem Interferenzterm w_{ab} der beiden Zustände a und b , multipliziert mit dem Cosinus ihrer Phasenwinkeldifferenz φ . Die Intensitäten I sind - abgesehen von einem Normierungsfaktor, bedingt durch Summation über verschiedene Kanalspinprojektionen - identisch mit den Betragsquadraten der jeweiligen Streumatrixelemente S (Bl 52).

$$I(s_i^T [l_i, J^\pi, l_f] s_f) \sim |S_{s_i, l_i, s_f, l_f}^J|^2$$

Die Phase φ ist die Phasendifferenz der beiden beteiligten komplexen Streumatrixelemente. Der Interferenzterm $w_{ab}(\theta)$ läßt sich wie folgt berechnen.

$$w_{ab}(\theta) = (-1)^Z (2l_{ia}+1) (2l_{ib}+1) (2J_a+1) (2J_b+1) (2l_{fa}+1) (2l_{fb}+1)$$

$$C(l_{ia} l_{ib} 0 0 | L 0) \cdot C(l_{fa} l_{fb} 0 0 | L 0) \quad (5.21)$$

$$W(J_a J_b l_{ia} l_{ib}; L s_i) \cdot W(J_a J_b l_{fa} l_{fb}; L s_f) \cdot P_L(\cos\theta)$$

$$\equiv b_L(a, b) \cdot P_L(\cos\theta)$$

mit dem Vorzeichen $Z = l_{ia} + l_{ib} + l_{fa} + l_{fb} - s_i - s_f + J_a + J_b$.

Die Ausdrücke C und W sind die üblicherweise verwendeten Clebsch-Gordan- beziehungsweise Racah-Koeffizienten. Die Notation folgt im wesentlichen der Darstellung von Wilkinson (Wi). Es besteht die Identität $b_L(a, a) = a_L$ (vgl. (5.17) mit (5.21). Haben die Zustände gleiche Parität, so treten im Interferenzterm nur gerade L -Beiträge auf, ist die Parität verschieden, so sind nur die ungeraden Potenzen in L ungleich Null. Die Formulierung des Modells ist vergleichbar mit der in (Bl 52) über die Z -Koeffizienten.

Das Modell läßt sich leicht auf mehrere miteinander interferierender Zustände erweitern :

$$d\sigma(\theta)/d\Omega = \sum_a I_a \cdot w_a(\theta) + \sum_{a \neq b} 2\sqrt{I_a I_b} \cdot \cos \varphi_{ab} \cdot w_{ab}(\theta) . \quad (5.22)$$

Es sind jedoch für die Anpassung an das Experiment Grenzen gesetzt durch die wachsende Zahl der Anpassungsparameter.

Wenn die Voraussetzungen des Barshay-Temmer Theorem annähernd erfüllt sind, ist zu erwarten, daß der Übergang über einen erlaubten T=0-Zustand dominant den symmetrischen Teil der Winkelverteilung des Wirkungsquerschnitts wiedergibt, und daß der T=1-Übergang nur geringfügig beiträgt, der Interferenzterm der sich überlappenden T=0- und T=1-Zustände aber die Asymmetrie der Winkelverteilungen beschreibt.

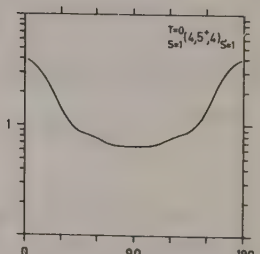
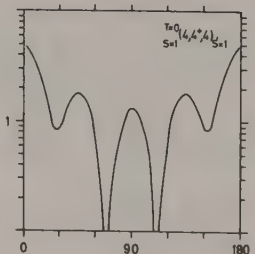
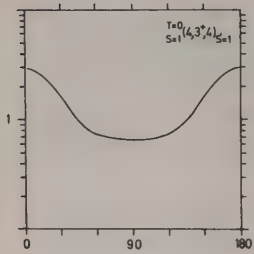
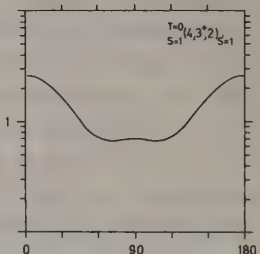
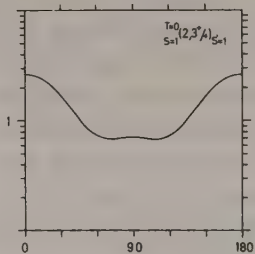
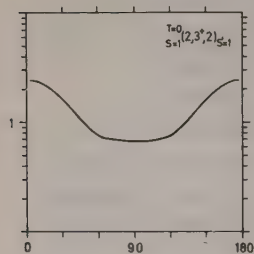
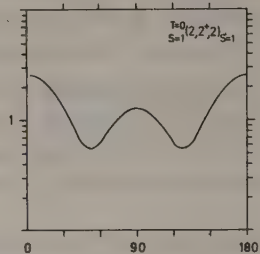
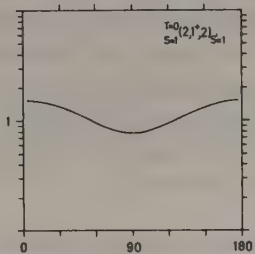
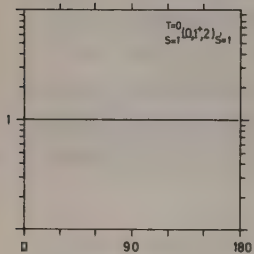
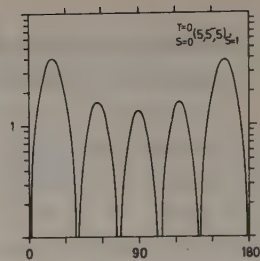
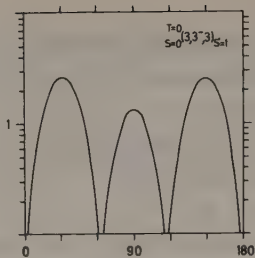
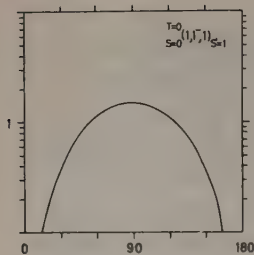
Zunächst wurde untersucht, welche Spins J mit Isospin T=0 für ${}^6\text{Li}$ -Zwischenzustände in Frage kommen, beziehungsweise welche Übergänge $_{si} [l_i, J^\pi, l_f]_{sf}$ der Form der experimentellen Winkelverteilungen nahe kommen. Die Intensität I_b des beimischenden T=1-Zustandes in Gleichung (5.20) wurde Null gesetzt und die reinen Übergänge berechnet. Dies wurde für alle nach den Drehimpulsauswahlregeln möglichen Kombination $_{0,1} [l_i, J^\pi, l_f]_1$ in dem gegebenen Reaktionsschema für alle $l_i \leq 5$ berechnet. Diese Schranke ergibt sich aus einer groben Abschätzung der Bahndrehimpulse. Bei $E({}^3\text{He}) = 10$ MeV Einschußenergie und der Annahme eines Wechselwirkungsradius $R_{ww} = 4.0$ fm ergibt sich ein l -cut-off bei

$$l_i^{\max} = k_i \cdot R_{ww} = 2.4 . \quad (5.23a)$$

Entsprechend ergibt sich für den Ausgangskanal der Wert

$$l_f^{\max} = k_f \cdot R_{ww} = 4.5 . \quad (5.23b)$$

Bei l -Werten oberhalb dieser Grenzen sollten die Übergangswahrscheinlichkeiten geringer werden. Die berechneten Winkel-



verteilungen für die reinen Übergänge sind in Fig. 22 wiedergegeben. Die Koeffizienten a_L , definiert in Gleichung (5.18), sind in Tabelle A2 im Anhang zusammengestellt.

Aus der kohärenten Addition eines einzigen T=0-Übergangs und eines T=1-Übergangs lassen sich die gemessenen Winkelverteilungen und Asymmetrien nicht beschreiben. Deshalb ist ein Ansatz unter Beteiligung mehrerer T=0-Übergänge, die jeweils mit einem oder mehreren der verbotenen T=1-Übergänge interferieren können, nötig.

V.2.2 Modell mit Beteiligung mehrerer T=0-Übergänge

Der Übergang ${}^0_0[1,1^-,1]_1$, der zur Beschreibung von Winkelverteilungen für $E({}^3\text{He}) \leq 800$ keV verwendet wurde (No 73), vermag den glatten Verlauf und das Maximum bei 90° für die Winkelverteilungen bei etwa 3 MeV Einschußenergie wiedergeben. Dieser Übergang ist nach Tabelle A2 der einzige mit einem negativem Koeffizienten $a_2(s_i, \ell_i, J^\pi, \ell_f, s_f)$ und der die negativen c_2 -Koeffizienten (vgl. Fig. 9) der Legendrepolynomannpassung reproduzieren kann. In Verbindung mit der breiten Resonanz des Koeffizienten c_2 deutet das auf eine Resonanz eines $1^-,0$ -Zustandes im ${}^6\text{Li}$ -Compoundkern bei $E_x = 17.4$ MeV hin. Alle bei niedrigen Energien gemessenen Winkelverteilungen zeigen aber, daß der Wirkungsquerschnitt bei $\theta=0^\circ$ und 180° nicht gegen Null geht, während alle Übergänge mit Eingangskanalspin

Fig. 22: Berechnete Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{H} + {}^3\text{He} \longrightarrow {}^4\text{He} + d$ in willkürlichen Einheiten, unter der Annahme reiner Übergänge über Zwischenzustände J^π , T=0, charakterisiert durch die Kanal-spinquantenzahlen s und s' und die relativen Bahndrehimpulse ℓ und ℓ' , ${}^T_s[\ell, J^\pi, \ell']_{s'}$. Die ungestrichenen Größen s, ℓ beziehen sich auf den Ein-, die gestrichenen s', ℓ' auf den Ausgangskanal.

$s_i=0$ (Fig. 22, a-c) und auch deren Interferenzterme dort verschwinden. Für Übergänge mit Kanalspin $s_i=1$ sind diejenigen mit $\ell_i=0$ oder $\ell_f=0$ isotrop. Der Übergang $^0_1 2,2^+,2_1$ ist der einzige mit einer dominanten P_4 -Struktur, der den hier vorgelegten experimentellen Winkelverteilungen oberhalb 4 MeV Einschußenergie ähnlich sieht. Die Verteilungen für Übergänge, die Zustände $J > 2$ beinhalten, zeigen keine mit dem Experiment vergleichbare Form.

Es wurde versucht, die gemessenen Winkelverteilungen der Reaktion von 300 keV bis 10 MeV geschlossen als Summe der beiden $T=0$ -Übergänge $^0_0 [1,1^-,1]_1$ und $^0_1 [2,2^+,2]_1$ sowie des $T=1$ -Übergangs $^1_1 [3,3^-,3]_1$ und dessen Interferenz mit dem 2^+ -Term zu beschreiben. Der asymmetrieeerzeugende Interferenzterm gibt am ehesten von allen möglichen die Form der experimentellen Asymmetrien $W(\theta)$ wieder. Als weiterer freier Parameter war ein isotroper Untergrund zugelassen, der als Anteil von Übergängen über $1^+,0$ -Zustände, gewertet werden kann. Die Zustandsdichte für $J=1$ -Zustände im ^6Li ist in dem betreffenden Anregungsenergiebereich zwischen 16 und 21 MeV bereits größer als $1/\text{MeV}$ (Fig. 23). Die Berechnung der Niveaudichte $\varrho(U,J,T)$ erfolgte nach Formeln in (Ri 75) mit für den Massenbereich leichter Teilchen angepaßten Niveaudichteparametern. Ein isospinabhängiger Term verschiebt die Niveaudichte der $T=1$ - gegen die $T=0$ -Zustände im ^6Li in der Größenordnung der Symmetrienergie, die auf 6 MeV abgeschätzt wird (Ka 68, Jä 65). Da der 1^-0 -Zustand wegen der Orthogonalität des Kanalspins keine Interferenz mit den beiden anderen Zuständen haben kann, lautet der Ansatz für den Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} d\sigma(\theta)/d\Omega = & I_a w_a ({}^0_0 [1,1^-,1]_1, \theta) + I_b w_b ({}^0_1 [2,2^+,2]_1, \theta) + I_c w_c ({}^1_1 [3,3^-,3]_1, \theta) \\ & + 2 \cdot \sqrt{I_b I_c} w_{bc} ({}^0_1 [2,2^+,2]_1 | {}^1_1 [3,3^-,3]_1, \theta) \cdot \cos \varphi_{bc} \quad (5.24) \\ & + I_{\text{isotrop}} \end{aligned}$$

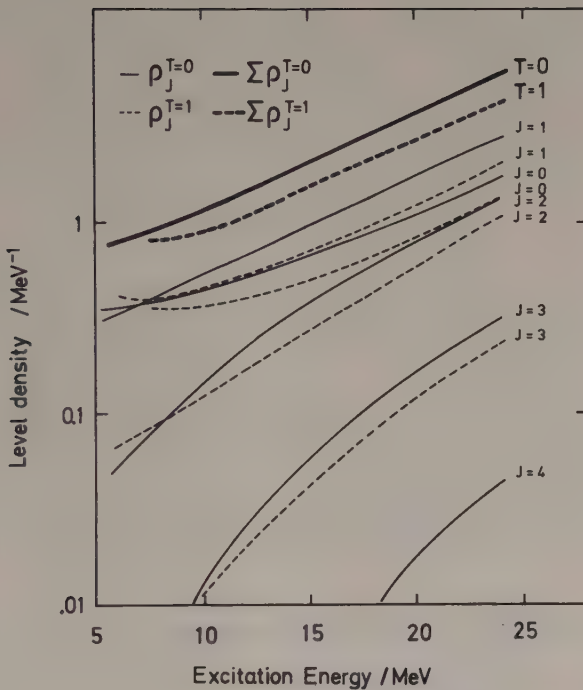


Fig. 23: Niveaudichten im ${}^6\text{Li}$ als Funktion der Anregungsenergie in dem vom Experiment ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \text{d}$ überstrichenen Bereich bei verschiedenem Spin J für Isospin $T=0$ (durchgezogene Linien) und $T=1$ (gestrichelte Linien). Die beiden stärker durchgezogenen und gestrichelten Linien geben die über den Spin J aufsummierten Niveaudichten $\rho_J^{T=0}(E)$ und $\rho_J^{T=1}(E)$ an.

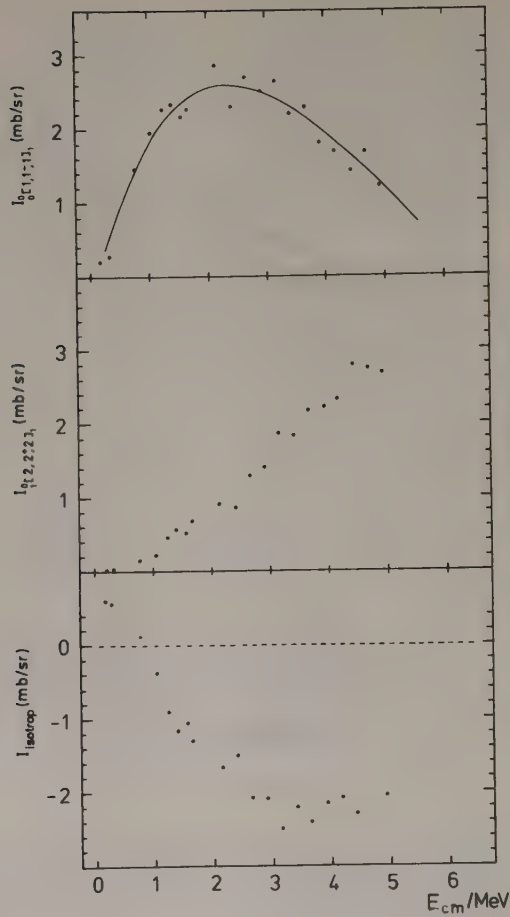


Fig. 24: Intensitäten $I_{0,1,1;1,1}^0$ und $I_{1,2,2;2,2,1}^0$ sowie isotroper Untergrund $I_{isotrop}$ für die Berechnung der Winkelverteilungen nach Gleichung (5.24).

mit den fünf an das Experiment anzupassenden Größen $I_a, I_b, I_c, \varphi_{bc}$ und I_{isotrop} . Das Modell mit den in (5.24) angegebenen Begrenzungen liefert zwar eine gute Wiedergabe der experimentellen Winkelverteilungen, benötigt aber für Energien größer als 2.5 MeV einen negativ isotropen Untergrund (siehe Fig. 24). Dieser ist innerhalb des gemachten Ansatzes nicht zu erklären. Durch Interferenzen zwischen $T=0$ -Zuständen werden keine isotropen Anteile sondern nur gerade P_L -Terme mit $L \geq 2$. Der Ansatz ist somit zu verwerfen.

V.2.3 Zusätzliche Interferenzübergänge über Zwischenzustände gleichen Isospins

Um der hohen Zustandsdichte in dem vorliegenden Anregungsenergiebereich des ${}^6\text{Li}$ -Zwischenkerns - oberhalb 16 MeV - gerecht zu werden, wurde in einem neuen Ansatz für die Berechnung der Winkelverteilungen die Interferenz zwischen den erlaubten und sich überlappenden $T=0$ -Zuständen mit berücksichtigt.

V.2.3.1 Winkelverteilungen unterhalb $E({}^3\text{He}) \lesssim 1.5$ MeV

Läßt man eine solche Mischung zu, so lassen sich die Winkelverteilungen für Energien kleiner als 1.5 MeV (No 73) durch kohärente Addition der Übergänge ${}^0_1[0,1^+,2]_1$ und ${}^0_1[2,1^+,0]_1$ die jeder für sich isotrope Winkelverteilungen ergeben, beschreiben. Die Interferenz ergibt einen P_2 -Term, zusätzlich zu dem isotropen Anteil von den reinen Übergängen. Die Winkelverteilungen bei $E({}^3\text{He}) = 300$ bis 800 keV, die in (No73) durch den Übergang über einen angenommenen $1^-,0$ -Zustand bei gleichzeitiger Addition eines isotropen Untergrundes beschrieben werden, lassen sich auf obige Weise ebenso gut darstellen. Die bei noch kleineren Energien isotropen Winkelverteilungen (Mo 53) können durch die beiden obigen Übergänge ohne das Auftreten des zugehörigen Interferenzterms wiedergegeben werden.

Für den Fall der Kopplung des Eingangskanal s_i ausschließlich zu $s_i=0$ - nur darüber ist der vorgeschlagenen $1^-, 0$ -Zustand zugänglich (vgl. mit Tabelle A2 im Anhang) - ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in einfacher analytischer Form (vgl. Jo 69)

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{s_i=0} = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{J=1}^{\infty} \frac{2J+1}{J(J+1)} \cdot \frac{dP_J(\cos\theta)}{d\theta} \cdot S_{s_i=0, s_f=1}^{l_i=l_f=J} \right|^2 \quad (5.25)$$

Die Formel für den Wirkungsquerschnitt hat sich auf eine Summe über die Terme reduziert, in denen der Gesamtdrehimpuls J des angeregten Zwischenzustands im Compoundkern gleich den relativen Bahndrehimpulsen l_i und l_f ist. Die komplexen Faktoren S_{s_i, s_f}^J mit dem Kernspin J gehörenden Streumatrixelemente (nach Definition von Bl 52). Unter der Annahme $s_i=0$ und der daraus folgenden Formel (5.25) sind isotrope Winkelverteilungen für die Reaktion ausgeschlossen. Für $\theta=0^\circ$ und 180° gilt

$$\left. \frac{dP_l(\cos\theta)}{d\theta} \right|_{\theta=0^\circ, 180^\circ} = -\sin\theta \left. \frac{dP_l(\cos\theta)}{d(\cos\theta)} \right|_{\theta=0^\circ, 180^\circ} = 0 \quad (5.26)$$

für alle l . Das hat zur Folge, daß der $(s_i=0)$ -Wirkungsquerschnitt und auch die Asymmetriefunktion $w_{s_i=0}(\theta)$ unter 0° verschwinden (vgl. Fig. 22 a-c). Die experimentellen Asymmetrien sind jedoch gerade dort besonders stark. Innerhalb des Compoundkernmodells sollten demzufolge die Asymmetrien durch Interferenz derjenigen Zustände verschiedenen Isospins, die über $s_i=1$ -Kopplung zugänglich sind, zu erklären sein.

V.2.3.2 Winkelverteilungen oberhalb $E(^3\text{He}) \geq 1.5 \text{ MeV}$

Zur Beschreibung der symmetrischen Anteile der gemessenen Winkelverteilungen der Reaktion zwischen $E(^3\text{He}) = 1$ und 10 MeV wurden Übergänge zu den drei (isospinerlaubten) $T=0$ -Zuständen $1^+, 2^+, 4^+$ angenommen. Die Mischungsterme liefern wie die reinen Übergänge (vgl. Tabelle A2 im Anhang) nur symmetrische Beiträge zu den Winkelverteilungen.

Die Drehimpulsauswahlregeln lassen für den 2^+ - bzw. für den 4^+ -Zustand jeweils nur einen Übergang, den ${}_1^0[2, 2^+, 2]_1$ - bzw. den ${}_1^0[4, 4^+, 4]_1$ -Übergang zu. Zum $1^+, 0$ -Zustand gibt es mehrere mögliche Übergänge (vgl. Tabelle A3 im Anhang). Aus rechen-technischen Gründen wurde nur der Übergang ${}_1^0[0, 1^+, 0]_1$, der zu einer isotropen Verteilung führt, und dessen Interferenz-terme mit dem 2^+ - und dem 4^+ -Zustand berücksichtigt. Die Übergänge zum $1^+, 0$ -Zustand mit anderen relativen Bahndrehim-pulsen ℓ_1 und ℓ_F , sowie deren Interferenzterme mit den beiden Übergängen zum 2^+ - und 4^+ -Zustand ergeben wie beim ${}_1^0[0, 1^+, 0]_1$ -Übergang nur Beiträge der Ordnung $L=0$ und $L=2$ zu den Winkel-verteilungen (vgl. Tabelle A3). Der Übergang ${}_1^0[0, 1^+, 0]_1$ steht daher stellvertretend für alle Übergänge über den $1^+, 0$ -Zustand.

Anpassung des symmetrischen Anteils der Winkelverteilungen

Die Summe all dieser symmetrischen Beiträge wurde zunächst mit der aus den geraden Legendreanpassungskoeffizienten c_{2L} (Kap. IV.) gebildeten Winkelverteilung verglichen und die In-tensitäten I_a , I_b , I_c der Übergänge und die betreffenden relativen Phasen bestimmt. Durch Einsetzen der ausgewählten Übergänge in Gleichung (5.22) ergibt sich die symmetrische Verteilung

$$d\sigma(\theta)d\Omega_{\text{sym}} =$$

$$\begin{aligned} & I_a w_a ({}_1^0[0, 1^+, 0]_1, \theta) + I_b w_b ({}_1^0[2, 2^+, 2]_1, \theta) + I_c w_c ({}_1^0[4, 4^+, 4]_1, \theta) \\ & + 2 \sqrt{I_a I_b} w_{ab} ({}_1^0[0, 1^+, 0]_1 | {}_1^0[2, 2^+, 2]_1, \theta) \cos \varphi_{ab} \\ & + 2 \sqrt{I_b I_c} w_{bc} ({}_1^0[2, 2^+, 2]_1 | {}_1^0[4, 4^+, 4]_1, \theta) \cos \varphi_{bc} \end{aligned}$$

$$+ 2\sqrt{I_C I_a} w_{Ca} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} [4, 4^+, 4]_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} [0, 1^+, 0]_1, \theta) \cdot \cos \varphi_{Ca} \quad (5.27)$$

$$\sim \sum_L c_{2L} \cdot P_{2L}(\cos \theta)$$

Die große Ähnlichkeit der experimentellen Winkelverteilungen bei höheren Energien mit der des reinen Übergangs $\begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} [2, 2^+, 2]_1$, macht dessen Berücksichtigung zwingend (Fig. 22.6). Zur Beschreibung der hohen L-Beiträge in der Legendrepolynomdarstellung der Experimente, bzw. der Beschreibung der richtigen Lage der Minima der Winkelverteilungen ist die Berücksichtigung des 4^+ -Zustandes unumgänglich. Die Annahme eines 3^+ -Zustandes statt des 4^+ -Zustandes kann das Auftreten von L=8-Beiträgen nicht erklären. Übergänge über einen 3^+ -Zustand wurden dann auch aus rechentechnischen Gründen nicht berücksichtigt.

Die Anpassung der experimentellen Winkelverteilungen geschah in zwei Schritten. Zunächst wurde der symmetrische Anteil der Winkelverteilungen, charakterisiert durch die geraden Legendreanpassungskoeffizienten c_L gemäß Gleichung (5.27), durch die T=0-Übergänge und deren Interferenz angepaßt. Im zweiten Schritt wurde dann der asymmetrische Anteil durch die Interferenz der bezeichneten Übergänge über T=0-Zustände mit Übergängen über T=1-Zustände beschrieben.

Im ersten Schritt wurden die Intensitäten I_1 und die Phasenfaktoren

$$\Delta_{ij} = \cos \varphi_{ij} = \cos (\varphi_i - \varphi_j) \quad (5.27a)$$

-i, j = 1, 2, 3 nummerieren die oben genannten Übergänge - durch die Minimalisierung der Summe der Abweichungsquadrate

$$s^2 = \sum_{L=0}^{L_{\max}=8} (c_{2L} - B_{2L})^2 / (4L+1) \quad (5.28)$$

angepaßt. L ist die Ordnung der Legendrepolynome. Die Koeffizienten B_L ergeben sich durch Summation der Koeffizienten

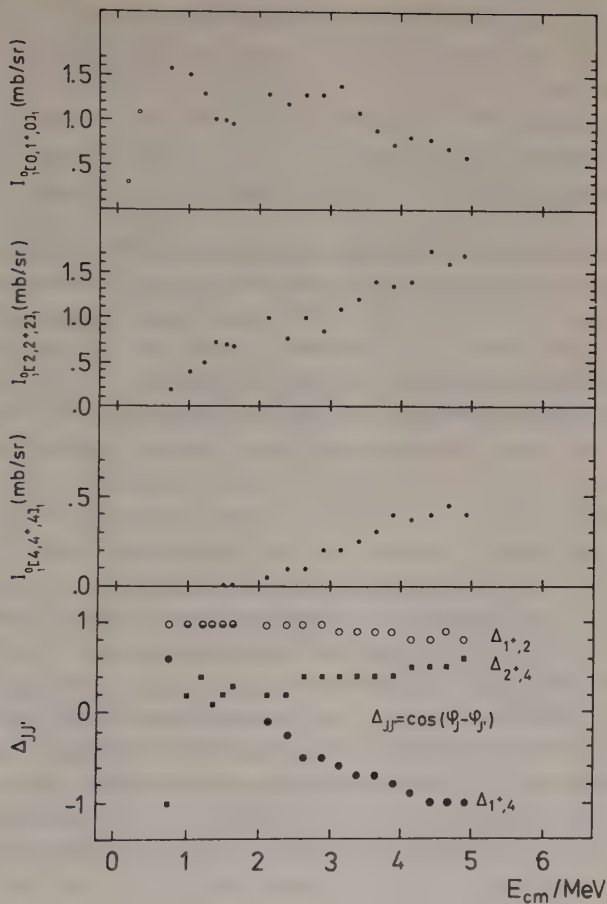


Fig. 25: Intensitäten I und Phasenfaktoren $\Delta_{JJ'}$, der Anpassung des symmetrischen Teils der Winkelverteilungen in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie im Kanal ${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$.

$b_L(ij)$, definiert in Gleichung (5.21), über i und j

$$B_L = \sum_i I_i b_L(ii) + 2 \sum_{i < j} \sqrt{I_i \cdot I_j} \cdot b_L(ij) \cdot \Delta_{ij} \quad (5.29)$$

Die gefundenen Parameter I_i und Δ_{ij} sind in Fig. 25 in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie aufgetragen.

Die Anregungsfunktion der Intensität $I_1^0[0,1^+,0]_1$ zeigt ein Minimum bei $E_{CM} \approx 0.8$ MeV, entsprechend der Anregungsenergie $E_x(^6\text{Li}) \approx 16.6$ MeV, und noch einmal eine schwache Erhöhung bei $E_{CM} \approx 3$ MeV ($E_x \approx 18.8$ MeV). Spektren inelastischer Elektronenstreuung an ^6Li (Ba 63) deuten bei 15.8 MeV (Fig. 28) Anregungsenergie, das entspricht gerade der $^3\text{He}+^3\text{H}$ -Schwelle im ^6Li , auf einen Zustand positiver Parität. Dessen Breite wurde kleiner als 100 eV abgeschätzt. Die Intensität für den $2^+,0$ -Übergang $I_1^0[2,2^+,2]_1$ steigt fast monoton an. Der $4^+,0$ -Übergang hat ebenfalls eine mit der Energie steigende Intensität $I_1^0[4,4^+,4]_1$. Zwei der drei Phasenfaktoren Δ_{ij} haben ein relativ sanftes Energieverhalten, während der dritte Phasenfaktor, der die Interferenz des $1^+,0$ - und des $4^+,0$ -Übergangs beschreibt, sich in dem angepaßten Energiebereich sich von $\Delta = +1$ auf $\Delta = -1$ ändert. Der Nulldurchgang liegt bei $E_{CM} = 2$ MeV. Der Phasensprung deutet auf eine Resonanz eines der beiden Zustände. Die Intensität für den Übergang zum 1^+ -Zustand hat hier gerade ein relatives Minimum, die Intensität für den Übergang zum 4^+ -Zustand setzt ab dieser Energie abwärts stärker ein.

Anpassung der Winkelverteilungen einschließlich der asymmetrischen Anteile

Nach der Wiedergabe des symmetrischen Anteils der Winkelverteilungen mit dem obigen Ansatz in Gleichung (5.27) und den in Fig. 25 dargestellten energieabhängigen Anpassungsparametern wurde nach einer Erklärung der Asymmetrien gesucht. Diese sind innerhalb des Modells nur darzustellen durch Interferenz der

obigen $T=0$ -Zustände mit einem oder mehreren $T=1$ -Zustände, die ebenfalls wie die drei $T=0$ -Zustände über die gleiche Kanal-spinkopplung $s_i=1$ zu erreichen sind, d.h. es kommen nur $T=1$ -Zustände negativer Parität in Betracht. Der in Frage kommende $T=1$ -Zustand kann mit allen drei angenommenen $T=0$ -Übergängen interferieren. Das beinhaltet für die Anpassung drei weitere freie Parameter. Deshalb ist eine Zuordnung des Spins des gesuchten $T=1$ -Zustandes über die Anpassung der Asymmetrie der Winkelverteilungen nicht mehr signifikant. Vielmehr ist die Annahme mehrerer $1^-,1$ -Zustände aus Gründen der hohen Niveaudichte naheliegend.

Messungen von $(^3\text{He}+^3\text{H})$ -Einfangreaktionen mit anschließendem γ -Zerfall in den ^6Li -Grundzustand durch E1-Übergänge (Nü 66, Ve 71, Mu 71b)



deuten auf eine breite Dipolriesenresonanz, kollektive $1^-,T=1$ -Zustände bei hoher Anregungsenergien, in der Gegend von $E_x = 18$ bis 21 MeV - die Messungen sind etwas unterschiedlich - mit einer Breite von 5 MeV. Isospinauswahlregeln schreiben für den E1-Übergang in der Reaktion $\Delta T=1$ vor. Durch Summation der totalen Wirkungsquerschnitte aller photoneninduzierter Reaktionen am ^6Li (Be 65) und durch Integration über die Photonenenergie wird gerade die Dipolsummenregel (Nü 66, Mu 70) für den totalen Photonenabsorptionswirkungsquerschnitt erfüllt, d.h. die Reaktion ist als kollektiver Prozeß zu verstehen. Die Mischung der in dem Energiebereich vorhandenen $T=0$ -Zustände mit der $1^-,1$ -Riesenresonanz in der Reaktion $^3\text{H}(^3\text{He},d)^4\text{He}$ mag für die Asymmetrie in den zugehörigen Winkelverteilungen verantwortlich sein.

Für die Anpassung der gesamten Winkelverteilungen einschließlich der Asymmetrien wurden die oben bestimmten Parameter für den geraden Anteil $d\sigma/d\Omega|_{\text{sym}}$ aus (5.27) verwandt und die Beiträge und Interferenzterme des 1^-- Zustandes mit denen durch

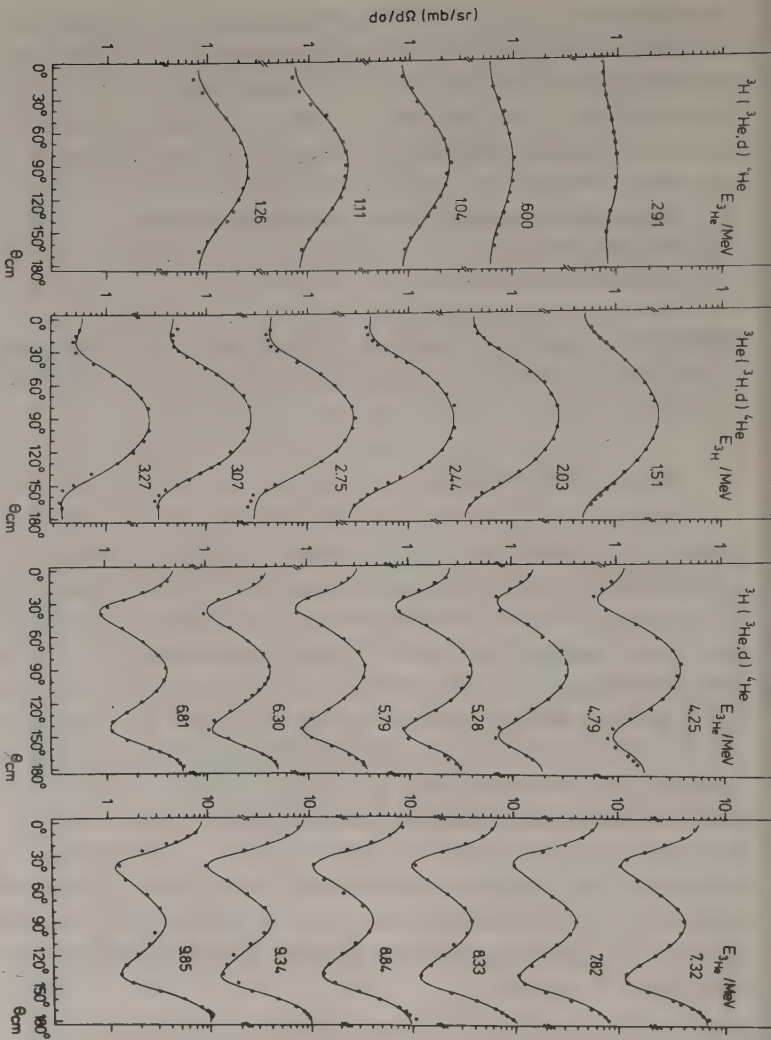


Fig. 26: Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}-d \rightarrow {}^4\text{He}+d$; 1. Spalte (No 73, Ki70),

2. Spalte (Ki 72), 3. und 4. Spalte eigene Messungen. Die eingezeichneten Kurven resultieren aus CN-Modellrechnungen für Mischung der Zwischenzustände 1^+ , 2^+ , 4^+ , $T=0$ und 1^- , $T=1$ im ${}^6\text{Li}$ untereinander. Die verwendeten Parameter sind in Fig. 25, 27 aufgetragen.

die zweite Anpassung gewonnenen zusätzlichen Parametern $I_d(1^1[1,1^-,1]_1)$ und φ_{ad} , φ_{bd} und φ_{cd} hinzu addiert (vgl. Gleichung 5.27).

$$\begin{aligned} d\sigma(\theta)/d\Omega = & d\sigma(\theta)/d\Omega|_{\text{sym}} + I_d w_d(1^1[1,1^-,1]_1, \theta) \\ & + 2\sqrt{I_a I_d} w_{ad}(0[0,1^+,0]_1 | 1^1[1,1^-,1]_1, \theta) \cdot \cos\varphi_{ad} \\ & + 2\sqrt{I_b I_d} w_{bd}(0[2,2^+,2]_1 | 1^1[1,1^-,1]_1, \theta) \cdot \cos\varphi_{bd} \\ & + 2\sqrt{I_c I_d} w_{cd}(0[4,4^+,4]_1 | 1^1[1,1^-,1]_1, \theta) \cdot \cos\varphi_{cd} \end{aligned} \quad (5.31)$$

Die Minimalisierung der Abweichungen s der Anpassungskurve von den gemessenen Winkelverteilungen, charakterisiert durch die Legendre-Entwicklungskoeffizienten c_L , erfolgte analog Gleichung (5.28, 5.29).

$$s^2 = \sum_{L=0}^{L_{\max}=8} (c_L - B_L)^2 / (2L+1) \quad (5.32)$$

Die Anpassung der hier vorgelegten Winkelverteilungen und der anderer Autoren bei niedrigeren Einschußenergien sind in Fig. 26 zusammengestellt. Die Energieabhängigkeit der aus der Anpassung sich ergebenden Parameter für die partiellen Wirkungsquerschnitte I_i und die Phasenfaktoren Δ_{ij} sind in Fig. 25 und 27 wiedergegeben.

Die die Interferenz des $1^+, 0^-$ mit dem $1^-, 1^-$ -Übergang beschreibende Phase $\Delta_{1^+, 1^-}$ (Fig. 27) zeigt enge ausgeprägte Strukturen, insbesondere bei $E_{CM} \approx 1$ bis 2 MeV, der Bereich, wo die größten Asymmetrien festgestellt wurden. Die beiden anderen Interferenzphasen zwischen Zuständen verschiedenen Isospins, $\Delta_{2^+, 1^-}$ und $\Delta_{4^+, 1^-}$ (Fig. 27 b,c) bleiben dagegen konstant bei $\Delta = 1$, so daß die starke Änderung der Asymmetrie in diesem Energiebereich durch die Phase $\Delta_{1^+, 1^-}$ im wesentlichen

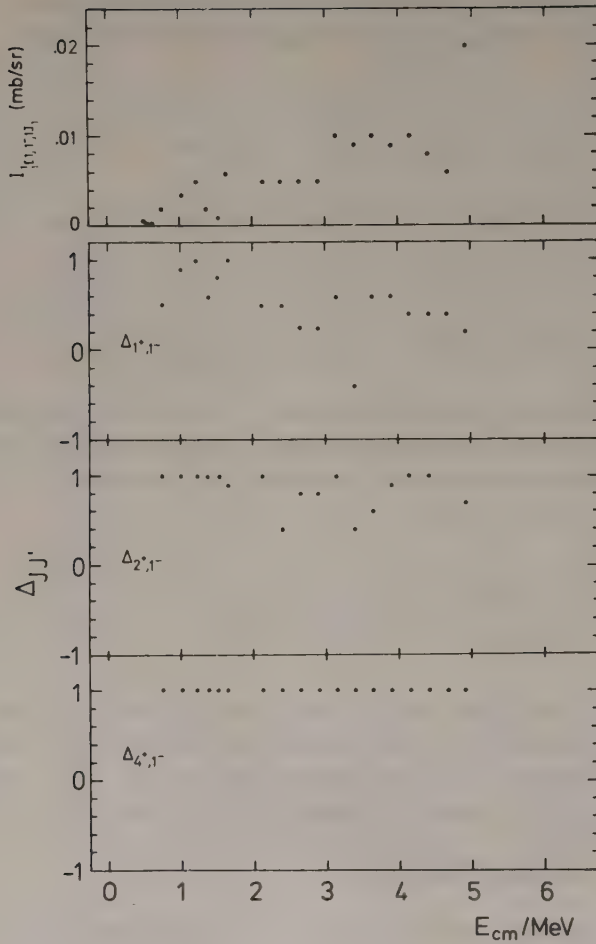


Fig. 27: Phasenfaktoren $\Delta_{JJ'}$, der Anpassung der Winkelverteilungen (Fig. 26) für die Interferenz der $T=0$ -Zustände $1^+, 2^+, 4^+$ mit dem $1^-, T=0$ -Zustand. Diese Phasenfaktoren sind für die auftretenden Asymmetrien verantwortlich.

verursacht wird. Zu höheren Energien zeigt die Phase $\Delta_{2+,1-}$ ebenfalls Resonanzen. Die Phase $\Delta_{4+,1-}$ ist bei der Anpassung unverändert auf $\Delta=1$ gesetzt worden. Die Methode der Anpassung ist nicht eindeutig. Die in diesem Modell angestellten Begrenzungen für die Zwischenzustände, für die verwendeten Übergänge und für die Intensitäten und Phasen beruhen aber auf physikalisch sinnvollen Annahmen. Zusätzliche Polarisationsmessungen und sehr viel genauere Messungen der Winkelverteilungen und Asymmetrien der Reaktion können helfen die Analyse zu verbessern.

Aus theoretischer Sicht ist über die hochangeregten Zustände über der ${}^3\text{H}+{}^3\text{H}$ -Schwelle wenig bekannt. Schalenmodellrechnungen (Er 64) ergeben im ${}^6\text{Li}$ ${}^{33}\text{P}$ -Zustände um 17 MeV. Resonating Group-Rechnungen von Thompson und Tang (Th 68), ausgehend von der Analyse der elastischen Streuung im $({}^3\text{H}-{}^3\text{He})$ -Kanal, sagen ${}^{11}\text{P}$ ($\ell=1, T=0$)- und ${}^{33}\text{P}$ ($\ell=1, T=1$)-Resonanzen bei $E_x = 21.3$ und 22.3 MeV und ${}^{11}\text{F}$ - bzw. ${}^{33}\text{F}$ -Resonanzen in der Gegend von 29 MeV voraus (vgl. Fig. 28). Die letzten beiden Zustände werden zur Erklärung der Winkelverteilungen der Umkehrreaktion bei $E({}^4\text{He}) = 82$ MeV - entspricht $E_x({}^6\text{Li}) = 27$ MeV - herangezogen (Mu 71).

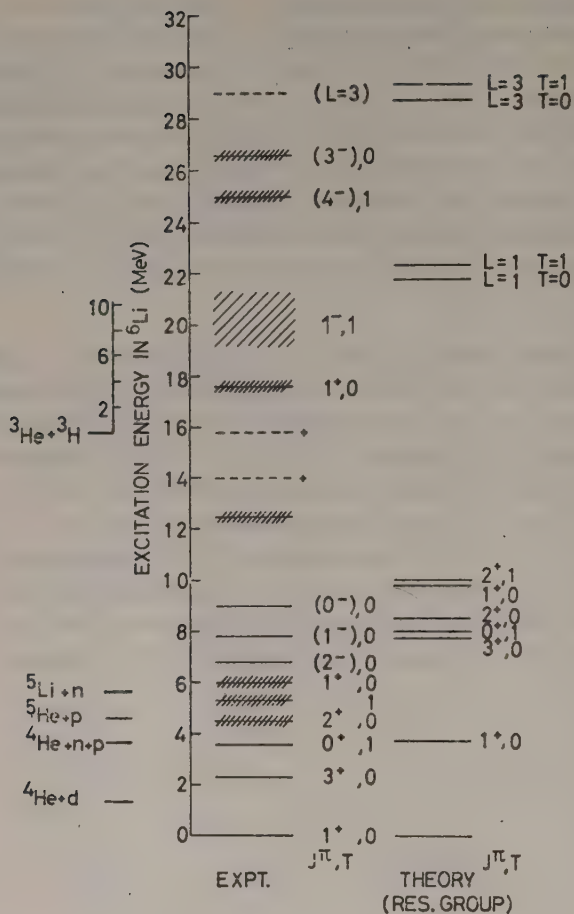


Fig. 28: ${}^6\text{Li}$ -Niveauschema mit den experimentell verifizierten Zuständen und den Teilchenschwellen im Vergleich mit theoretischen Berechnungen (Th 68).

VI. Zusammenfassung der Ergebnisse

In der vorliegenden Arbeit wurden für die Reaktion vom Barshay-Temmer Typ ${}^3\text{H}({}^3\text{He},\text{d}){}^4\text{He}$ in einem größeren Energiebereich Winkelverteilungen über den ganzen Winkelbereich mit großer Genauigkeit gemessen. Daraus ergaben sich Anregungsfunktionen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte, den totalen Wirkungsquerschnitt, der Legendreanpassungskoeffizienten und der Asymmetrien.

Die Asymmetrien der Winkelverteilungen, die im Widerspruch zu den Voraussagen des Barshay-Temmer Theorems stehen, sind stark energieabhängig. Daraus folgt, daß die Voraussetzungen des Theorems nicht voll gegeben sein können.

Die Interpretation der Asymmetrie als Folge der nicht exakten Spiegelsymmetrie der Kerne ${}^3\text{He}$ und ${}^3\text{H}$ läßt sowohl bei niedriger als auch bei höheren Energien in gleicher Stärke auftretende Asymmetrien erwarten. Die experimentelle Situation der resonanten Asymmetrien $W_{\text{max}}(E)$ bzw. $W(\theta=0, E)$ läßt sich mit der verletzten Spiegelsymmetrie nicht erklären.

Als Ursache der Isospinverletzung in der Reaktion bietet sich nach Diskussion der Meßergebnisse die Isospinmischung von Compoundkern-Übergängen im ${}^6\text{Li}$ an. Ein entsprechendes Modell gibt die experimentellen Daten über den ganzen betrachteten Energiebereich gut wieder. Die Winkelverteilungen werden beschrieben durch Übergänge über 1^+ , 2^+ und 4^+ , $T=0$ -Zustände, die miteinander und mit den verbotenen Übergängen über die 1^- , $T=1$ -Riesenresonanzzustände interferieren. Die kohärente Anregung der Riesenresonanz führt zu den Asymmetrien in den Winkelverteilungen. Der Spin der angenommenen Zustände steht zum Teil im Einklang mit Ergebnissen aus anderen Untersuchungen (inelastische Elektronenstreuung, Einfangreaktionen bzw. photoneninduzierte Reaktionen und Modellrechnungen).

Ein direkter Reaktionsmechanismus, bestehend in einem Ein-Nukleon-Transfer mit kohärenter Überlagerung der leicht unterschiedlichen Protonen- und Neutronentransferamplituden, ver-

ursacht durch unterschiedliche Separationsenergien, läßt sich allerdings zu höheren Energien nicht ausschließen.

In der Beschreibung der Winkel- und Asymmetrieverteilungen der Reaktion als Compoundkernreaktion wurden Anteile aus Kopplung des Spins im Eingangskanal zu $s_1=0$ nicht mitberücksichtigt. Die Berechtigung dieser Annahme ließe sich durch Polarisationsmessungen überprüfen. Eine Messung der azimuthalen Asymmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Reaktion bei polarisiertem Target bzw. polarisiertem Strahl könnten den Beitrag des erlaubten $1^-, T=0$ - und des erlaubten $1^+, T=0$ -Zustandes zum differentiellen Wirkungsquerschnitt bei Einschußenergien bis etwa 2 MeV unterscheiden.

A N H A N G

Tabelle A1: Koeffizienten c_L/c_O der Legendrepolynom Anpassung der gemessenen Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, d){}^4\text{He}$ bzw. ${}^3\text{He}({}^3\text{H}, d){}^4\text{He}$ (1.5 bis 3.27 MeV, Kl 72).

${}^3\text{He}$ $E_{\text{Lab}}/\text{MeV}$	c_O	c_1/c_O	c_2/c_O	c_3/c_O	c_4/c_O	c_5/c_O	c_6/c_O	c_7/c_O	c_8/c_O
2.20	1.1000	-.1100	-.1800	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000
2.40	1.1000	.0073	-.3072	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000	.0000
1.61	1.7700	-.0062	-.8000	.0195	.0878	-.0039	-.0108	.0000	.0000
2.20	1.3000	-.0010	-.9400	.0275	.1015	.0108	.0289	.0000	.0000
2.40	1.3100	-.0204	-1.0167	.0707	.1351	-.0049	.0569	.0000	.0000
2.75	1.7300	.0172	-1.1045	-.0116	.2586	.0420	.0509	.0000	.0000
3.10	1.7000	.0058	-1.1176	.0241	.2676	.0294	.0867	.0000	.0000
3.27	1.6800	-.1726	-1.1071	.0827	.3083	-.0019	.0908	.0000	.0000
4.20	2.3000	-.1304	-1.0485	-.0622	.5065	-.0127	.1055	-.0163	.0292
4.70	2.3000	.0662	-.8725	-.0485	.6427	-.0351	.0933	.0036	.1037
5.20	3.3700	-.0375	-.8647	-.0664	.7561	-.0482	.1848	.0081	.1202
5.70	3.3200	-.0376	-.7648	-.0792	.8530	-.0326	.2150	-.0102	.1485
6.30	3.6000	-.0622	-.6302	-.1267	.9437	-.0476	.2438	.0127	.1453
6.80	3.5600	-.0602	-.4980	-.0784	1.0881	-.0462	.2888	-.0407	.2378
7.20	3.670	-.0387	-.3916	-.1056	1.1730	-.0232	.3095	-.0524	.2555
7.80	2.4800	-.0525	-.2043	-.1351	1.2873	-.0381	.4091	-.0944	.3470
8.20	2.5200	-.0727	-.0912	-.1380	1.3379	-.0634	.4282	-.1058	.3409
8.40	2.0800	-.0696	-.0380	-.1238	1.4527	-.0146	.4163	-.0422	.4192
9.30	2.7200	-.0996	-.0014	-.1294	1.4846	.0035	.5688	-.0974	.4302
9.50	2.7510	-.0979	.1217	-.1676	1.4562	-.1068	.5797	-.1035	.3648

Tabelle A2: Koeffizienten $a_L(s_i, s_f, l_i, l_f, J)$ nach Gleichung (5.18) für die Berechnung der Winkelverteilungen der Reaktion ${}^3\text{He} + {}^3\text{H} \longrightarrow {}^4\text{He} + d$ bei Annahme reiner Übergänge im Compoundkern ${}^6\text{Li}$ für $l_i \leq 5$.

s_i	l_i	J^π	l_f	s_f	a_2	a_4	a_6	a_8	a_{10}
0	1	1^-	1	1	-1.				
0	3	3^-	3	1	1.0	.2727	-2.2727		
0	5	5^-	5	1	1.1539	.9231	.4706	-.3968	3.1508
1	0	1^+	0	1	0				
1	0	1^+	2	1	0				
1	2	1^+	0	1	0				
1	2	1^+	2	1	.5				
1	2	2^+	2	1	.3571	1.1429			
1	2	3^+	2	1	.9796	.4490			
1	2	3^+	4	1	1.0204	.5510			
1	4	3^+	2	1	1.0204	.5510			
1	4	3^+	4	1	1.0629	.6763	.1894		
1	4	4^+	4	1	.9383	.3641	.0046	2.193	
1	4	5^+	4	1	1.1460	.9269	.5995	.2368	
1	4	5^+	6	1	1.1570	.9612	.6612	.3115	

Für alle tabulierten Übergänge gilt $a_0 = 1$.

Fortsetzung von Tabelle A4:

[illegible]

Tabelle A5: Intensitäten $I(J^\pi)$ und Phasenfaktoren $\Delta_{J,J'}$,
 gewonnen aus der Anpassung der bei den ver-
 schiedenen Einschußenergien gemessenen Winkel-
 verteilungen durch das Modell für Mischung von
 Zwischenzuständen gleichen und verschiedenen Iso-
 spins im Compoundkern ${}^6\text{Li}$ nach Gleichung (5.31).
 Es steht $I(1^+)$ für $I_1^O[0,1^+,0]_1$, $I(2^+)$ für
 $I_1^O[2,2^+,2]_1$, $I(4^+)$ für $I_1^O[4,4^+,4]_1$ und
 $I(1^-)$ für $I_1^1[1,1^-,1]_1$.

$E({}^3\text{He})$ MeV	STDV mb	$I(1^+)$ mb	$I(2^+)$ mb	$\Delta_{2^+,1^+}$	$I(4^+)$ mb	$\Delta_{4^+,1^+}$	$\Delta_{4^+,2^+}$	$I(1^-)$ mb	$\Delta_{1^-,1^+}$	$\Delta_{1^-,2^+}$	$\Delta_{1^-,4^+}$
.29	.0026	1.40	.002	1.00	-	-	-	-	-	-	-
.60	.0092	1.08	.023	.85	-	-	-	-	-	-	-
1.04	.026	1.73	.12	1.00	-	-	-	.0006	.00	.20	-
1.11	.029	1.72	.14	1.00	-	-	-	.0005	.1	1.00	-
1.26	.041	1.76	.14	1.00	-	-	-	.0002	.00	.90	-
1.51	.009	1.55	.22	1.00	.0006	1.00	.10	.0018	.50	1.00	1.00
2.03	.012	1.51	.42	1.00	.005	1.00	.50	.0035	.90	1.00	1.00
2.44	.019	1.28	.52	1.00	.008	1.00	.40	.005	1.00	1.00	1.00
2.75	.040	1.00	.73	1.00	.012	1.00	.10	.002	.60	1.00	1.00
3.07	.038	1.00	.69	1.00	.010	1.00	.20	.001	.80	1.00	1.00
3.27	.040	.98	.69	1.00	.006	1.00	.30	.006	1.00	1.00	1.00
4.25	.054	1.30	1.00	1.00	.05	-.10	.20	.005	.50	1.00	1.00
4.79	.050	1.20	.77	1.00	.10	-.25	.20	.005	.50	.40	1.00
5.28	.055	1.30	1.00	1.00	.10	-.55	.40	.005	.25	.80	1.00
5.79	.057	1.30	.85	1.00	.20	-.55	.40	.005	.25	.80	1.00
6.30	.033	1.39	1.10	.90	.20	-.60	.40	.010	.60	1.00	1.00
6.81	.033	1.10	1.20	.90	.25	-.70	.40	.009	-.40	.40	1.00
7.32	.046	.80	1.40	.90	.30	-.70	.40	.010	.40	.60	1.00
7.82	.071	.75	1.35	.90	.40	-.80	.40	.009	.60	.90	1.00
8.33	.080	.83	1.39	.80	.375	-.85	.50	.010	.40	1.00	1.00
8.84	.10	.80	1.75	.30	.40	-1.00	.50	.005	.40	1.00	1.00
9.34	.10	.70	1.60	.90	.49	-1.00	.50	.006	.40	1.00	1.00
9.85	.09	.60	1.70	.80	.40	-1.00	.60	.020	.20	.70	1.00

Literaturverzeichnis

- Ba 63 W.C. Barber, J. Goldenberg, G.A. Peterson and Y. Torizuka, Nucl. Phys. 41(1963)461; errata Nucl. Phys. 47(1963)527.
- Ba 64 S. Barshay and G.M. Temmer, Phys. Rev. Lett. 12(1964)728.
- Ba 68 A.D. Bacher, R.J. Spiger and T.A. Tombrello, Nucl. Phys. A119(1968)481.
- Ba 74 D. Bachelier, M. Bernas, J.L. Boyard, T. Hennino, J.C. Jourdain, P. Radvanyi and M. Roy-Stephan, Nuc. Phys. A219(1974)573.
- Be 65 B.L. Berman, R.L. Bramblett, J.T. Caldwell, R.R. Harvey and S.C. Fultz, Phys. Rev. Lett. 15(1965)727,
- Bi 53 L.E. Biedenharn and M.E. Rose, Rev. Mod. Phys. 25(1953)729.
- Bi 67 S.M. Bilenkii, L.I. Lapidus, R.M. Ryndin and L.Sh. Shekter, Sov. J. Nucl. Phys. 4(1967)703.
- Bi 52 J.M. Blatt and L.C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24(1952)258.
- B1 65 R.I. Blin-Stoyle and C. Yalgin, Phys. Lett. 15(1965)258.
- B1 66 A.E. Blaugrund, Nucl. Phys. 88(1966)501.
- Bo 74 J. Borysowicz and J.H. Hetherington, Phys. Rev. C7 (1973)2293.
- Bo 67 A. Bohr, J. Damgard and B.R. Mottelson in Nuclear Structure (Proc. Int. Seminar in Nuclear Physics 1967), Amsterdam.

- Br 75 P. Braun-Munzinger, C.K. Gelbke, H.L. Harney and D. Agassi, Z. Physik A273(1975)57.
- Co 63 H. Collard, R. Hofstadter, A. Johansson, R. Parks, M. Ryneveld, A. Walker and M.R. Yearian, Phys. Rev. Lett. 11(1963)132.
- Da 74 W. Dahme, H.E. Conzett, F.J. Arvieux, J. Birchall and R.M. Larimer, Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, München, 1974, S.444.
- Dr 66 R.J. Drachmann, Phys. Rev. Lett. 17(1966)1017.
- Ed 73 S. Edwards, D. Robson, T.L. Talley, W.J. Thompson and M.F. Werby, Phys. Rev. C8(1973)456.
- Eh 71 D. von Ehrenstein, L. Meyer-Schützmeister, J.F. Monahan, A. Richter and J.C. Stoltzfus, Phys. Rev. Lett. 27(1971)107.
- Er 63 H.J. Erramuspe and R.J. Slobodrian, Nucl. Phys. 49(1963)65.
- Er 64 R.A. Eramzhian, Izv. Akad. Nauk SSSR(fiz) 28(1964)1181.
- Fo 69 H.F. Fortune, A. Richter and B. Zeidmann, Phys. Lett. 30B(1969)175.
- Ga 75 A. Gamp, P. Braun-Munzinger, C.K. Gelbke, H.L. Harney, H.G. Bohlen, W. Bohne, K.D. Hildenbrand, I. Kuzminski, W. von Oertzen and I. Tserruya, Nucl. Phys. A250(1975)341.
- Ge 74 B. Gebauer, Dissertation, Heidelberg, 1974.
- Gi 64 W.R. Gibbs, V.A. Madsen, J.A. Miller, W. Tobocman, E.C. Cox and L. Mowrry, Direct Reaction Calculation, NASA TN D-2170 (1964).
- Gi 72 C. Gignoux and A. Laverne, Proc. Int. Conf. on Few Particle Problems in the Nuclear Interaction, Los Angeles, 1972, p. 411.

- Gl 65 N.K. Glendenning, Phys. Rev. 137(1965)B102.
- Go 64 F.S. Goulding, D.A. Landis, J. Cerny and R.H. Pehl, IEEE Trans. on Nuclear Science, NS-11(3) 388(1964), and Instruction Manual, Particle Identifier Ortec Model 423.
- Gr 70 E.E. Gross, E. Newman, W.J. Roberts, R.W. Rutkowski and A. Zucker, Phys. Rev. Lett. 24(1970)473.
- Gr 72 E.E. Gross, E. Newman, M.B. Greenfield, R.W. Rutkowski, W.J. Roberts and A. Zucker, Phys. Rev. C5(1972)602.
- He 69 E.M. Henley, in Isospin in Nuclear Physics, D.H. Wilkinson, 1969, Amsterdam, p. 15.
- He 72 E.M. Henley and T.E. Keliher, Nucl. Phys. A189(1972)632.
- Ho 56 R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28(1956)214.
- Iv 68 M. Ivanovich, P.G. Young and G.G. Ohlsen, Nucl. Phys. A110(1968)441.
- Jä 65 J. Jänecke, Nucl. Phys. 73(1965)97.
- Jo 69 P.L. Jolivet and H.T. Richards, Phys. Rev. 188(1969)1660.
- Ka 68 I. Kanestrøm, Nucl. Phys. A109(1968)625.
- Ki 70 Kim Sin Nam, G.M. Osetinskii and V.A. Sergeev, Sov. J. Nucl. Phys. 10(1970)407.
- Kl 72 P. Kleinagel, Diplomarbeit, Heidelberg, 1972.
- Kü 63 B. Kühn and B. Schlenk, Nucl. Phys. 48(1963)353.
- Ma 60 J.B. Marion, Nuclear Data Tables 3(1960)26.

- Me 72 J.H. Meyer and F.W. Richter, Strahlabtastsystem zur Bestimmung der Lage, Intensität und des Profils von Teilchenbündeln, Deutsches Patentamt, Deutsche Klasse 21g, 36, Offenlegungsschrift 2214467, Aktenzeichen P2214467-8.
- Mo 53 C.D. Moak, Phys. Rev. 92(1953)383.
- Mu 70 A. Murakami, J. Phys. Soc. Japan, 28 (1970)1.
- Mu 71a A. Murakami, Phys. Lett. 36B(1971)165.
- Mu 71b A. Murakami, J. Phys. Soc. Japan, 31(1971)601.
- No 69 J.V. Noble, Phys. Rev. Lett. 22(1969)473.
- No 70 L.C. Northcliffe and R.F. Schilling, Range and Stopping Power Tables, Nuclear Data Tables A7 (1970)233.
- No 73 U. Nocken, U. Quast, A. Richter and G. Schrieder, Nucl. Phys. A213(1973)97.
- Nü 66 F. Nüsslin, H. Werner and J. Zimmer, Z. Naturforschung, 21a(1966)1195.
- Oe 69a W. von Oertzen, J.C. Jacmart, M. Liu, F. Pougheon, J.C. Roynette and M. Riou, Phys. Lett. 28B(1969)482.
- Oe 69b W. von Oertzen, Z. Physik 28(1969)182.
- Oe 70 W. von Oertzen, M. Lin, C. Caverzasio, J.C. Jacmart, F. Pougheon, M. Riou, J.C. Roynette, C. Stephan, Nucl. Phys. A134(1970)34.
- Oe 73 W. von Oertzen, E.R. Flynn, J.D. Garrett and E. Cosman, Phys. Rev. Lett. 31(1973)724.
- Ok 66 K. Okamoto, in Isospin in Nuclear Physics, J.D. Fox and D. Robson, New York, 1966, p. 659.

- Ok 68 K. Okamoto and C. Lucas, Phys. Lett. 26B(1968)188.
- Pe 61 M. Peshkin, Phys. Rev. 121(1961)636.
- Qu 72 U. Quast, Dissertation, Bochum, 1972.
- Ri 70a A. Richter, Symposium of the Division of Nuclear Physics at the APS Meeting, New Orleans, 1970.
- Ri 70b A. Richter and C.M. Vincent, Phys. Rev. Lett. 25(1970)1460.
- Ri 70c A. Richter, L. Meyer-Schützmeister, J.C.Stoltzfus, D. von Ehrenstein, Phys. Rev. C2(1970)1361.
- Ri 75 A. Richter in Nuclear Spectroscopy, J. Cerny, Chapter IV.D.1, Amsterdam, 1975.
- Ro 71 D. Robson and A. Richter, Ann. Phys. (N.Y.) 63(1971)261.
- Ro 74 W.J. Roberts, E.E. Gross and E. Newmann, Phys. Rev. C9(1974)149.
- Ru 73 B. Ruth, Diplomarbeit, Marburg, 1973.
- Sc 75 G. Schrieder, H. Genz and A. Richter, Nucl. Phys. A247(1975)303.
- Si 71 M. Simonius, Phys. Lett. 37B(1971)446.
- Sm 72 H.V. Smith, Phys. Rev. C6(1972)441.
- So 69 J.M. Soper, in Isospin in Nuclear Physics, D.H. Wilkinson, 1969, Amsterdam, p.229.
- Th 68 D.R. Thompson and Y.C. Tang, Nucl. Phys. A106(1968)591.
- To 61 W. Tobocman, Theory of Direct Nuclear Reactions, Oxford University Press 1961.

- Ve 73 E. Ventura, C.C. Chang and W.E. Meyerhof,
Nucl. Phys. A173(1973)1.
- Vo 75 H. Voit, M. Hamm, K.G. Nair, C. Towsley, A.D.
Bacher and K. Nagatani, Phys. Lett. 58B(1975)152.
- Wa 71 G.J. Wagner, C.C. Foster and B. Greenbaum,
Nucl. Phys. A174(1971)123.
- Wa 72 G.J. Wagner, G. Maierle, P. Kleinagel and
R. Bilwes, Proc. Int. Conf. on Few Particle
Problems in the Nuclear Interaction, Los Angeles,
1972, p. 747.
- We 74 M.F. Werby and D. Robspn, Nucl. Phys. A234(1974)346.
- Wi D.H. Wilkinson, Illustration of Angular Correlations
using the Racah Coefficient Methods, Lecture Notes.
- Yo 71 J.C. Young, A.B. Holman, I.Slaus and T.A. Cahill,
Phys. Lett. 37B(1971)377.
- Zu 61 R. Zurmühle, Praktische Mathematik für Ingenieure
und Physiker, Springer Verlag, Berlin-Göttingen-
Heidelberg, 1961.

Herrn Prof. A. Richter gilt mein besonderer Dank für die Anregung zur Wahl des Themas und für die Betreuung dieser Arbeit.

Herrn Prof. R. Stock möchte ich besonders für Diskussion und Kritik beim Entstehen der Arbeit, sowie für die anhaltende Förderung danken.

Herrn Dr. G. Schrieder bin ich für zahlreiche Diskussionen bei der Analyse der Experimente sehr dankbar.

Allen Mitgliedern der mechanischen Werkstatt des Fachbereichs, den Beschleuniger-Operateuren Herrn Kaletsch und Herrn Meyer danke ich für ihre Hilfe, bei Frau Hahn möchte ich mich für das Anfertigen der Zeichnungen bedanken.

Herrn Dr. A. Riccato und insbesondere Herrn B. Ruth danke ich recht herzlich für die Hilfe bei der Durchführung der Messungen, ständige Diskussionen und gute Zusammenarbeit.

Heinrich Paffe

geboren am 14. Mai 1947 in Hallenberg.

1953-1957 Besuch der Katholischen Volksschule in Hallenberg.

1957 Aufnahme in das Edertalgymnasium in Frankenberg/Eder, ab

1963 Schüler im mathematisch-naturwissenschaftlichen Zweig des Gymnasiums.

1966 Abitur,
im Sommersemester Beginn des Studiums an der Philipps-Universität in Marburg.

1968 Diplomvorprüfung

1970 Diplomfächerprüfung in Physik

1972 Abschluß der Diplomarbeit bei Prof. Dr. Bock,
Thema: "Aufbau eines doppelfokussierenden
Magnetspektrometers und Untersuchung der Reaktion
 $^{14}\text{N}(^3\text{He}, p)^{16}\text{O}$ ";

anschließend wissenschaftliche Hilfskraft, seit
Okt. 1972 wissenschaftlicher Mitarbeiter in der
Arbeitsgruppe Kernreaktionen des Fachbereichs
Physik.

